



Recherche de particules supersymétriques à l'aide de photons avec le détecteur L3 à LEP200

Gérald Grenier

► To cite this version:

Gérald Grenier. Recherche de particules supersymétriques à l'aide de photons avec le détecteur L3 à LEP200. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2000. Français. NNT: . tel-00001410

HAL Id: tel-00001410

<https://theses.hal.science/tel-00001410>

Submitted on 14 Jun 2002

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THESE DE DOCTORAT

Spécialité: Physique des Particules

**Recherche de particules
supersymétriques à l'aide de
photons avec le détecteur L3 à
LEP200**

présentée pour obtenir le grade de docteur de l'Université

Claude Bernard Lyon I

par

Gérald GRENIER

le 25 Avril 2000

devant le jury composé de

M. L. FAYARD

Rapporteur

M. G. SAJOT

Rapporteur

M. J. FAY

Directeur de thèse

M. Y. DECLAIS

M. J. GUNION

M. S. KATSANEVAS

M. J. MNICH

A tous ceux que j'aime.

“Dès que l'on est du même avis
que la majorité, il faut faire une
pause et réfléchir.”

Mark Twain

Pour Jean Fay, idéal
comme directeur de thèse,
sa patience et son soutien,
j'écris ce mot.

Et pour Michel Chemarin,
esprit critique et perçant,
à l'expérience appréciée,
j'écris ce mot.

Et pour Imad Laktineh,
celui qui m'a introduit
dans ce groupe merveilleux,
j'écris ce mot.

Pour ceux qui ont consacré
du temps comme rapporteur
Louis Fayard, Gérard Sajot,
j'écris ce mot.

Aussi pour Yves Déclais,
président de ce jury,
de cette auguste assemblée,
j'écris ce mot.

Pour le reste du jury,
et d'abord pour Jack Gunion,
qui a franchi l'océan,
j'écris ce mot.

Aussi pour Joachim Mnich,
et Stavros Katsanevas,
leur enthousiasme et leur joie,
j'écris ce mot.

Pour Jean-Eudes Augustin et
Yves Déclais pour m'avoir
pris dans leur laboratoire,
j'écris ce mot.

Et pour m'avoir accepté
au sein du groupe L3,
le vaillant Jean-Paul Martin,
j'écris ce mot.

Pour tous les chasseurs de Higgs,
Steve Muanza, Laurent
Lugnier, Patrice Lebrun,
j'écris ce mot.

Pour qu'il cesse de raler,
une strophe pour lui seul,
Houmani El Mamouni,
j'écris ce mot.

Pour Sylvie et Alvisé,
le groupe SUSY L3,
ainsi que le GDR,
j'écris ce mot.

Pour tous mes très chers amis,
Bohran Tellili, Nabil
Ghodbane et les 2 Arnaud,
j'écris ce mot.

Duperrin et Balandras.
Ajoutons Daniel, Patrice,
Julien, Éric et Rachid.
j'écris ce mot.

Et pour Stéphane, Gaëlle,
Karine, Clothilde et tous,
eux qui n'ont pas été dit,
j'écris ce mot.

Pour mon Père, pour ma Mère,
pour Flo ma petite Soeur,
pour ma Mami si présente,
j'écris ce mot.

Pour ceux que j'ai oublié,
Ils ont la Force avec eux,
et mon coeur les accompagne.
j'écris ce mot.

Enfin, Eugène Grindel,
pour toi qui a inspiré,
toi qui a autorisé,
j'écris ce mot.

Merci.

Table des matières

Introduction	13
I Dispositif expérimental	15
1 LEP	17
1.1 La machine	17
1.2 La luminosité	17
2 Le détecteur L3	23
2.1 Présentation générale	23
2.1.1 Sous-détecteurs	23
2.1.2 L'aimant et le tube de support	26
2.1.3 Le système de coordonnées	28
2.2 Les détecteurs de traces	28
2.2.1 Les détecteurs internes	28
2.2.2 Les chambres à muons	32
2.3 Les calorimètres	34
2.3.1 Le calorimètre hadronique	34
2.3.2 Le calorimètre électromagnétique	35
2.3.3 Les EGAP	40
2.4 Détecteurs à bas angles	40
2.4.1 Les moniteurs de luminosité	40
2.4.2 Les ALR	40
2.5 Déclenchement	45
2.5.1 Déclenchement niveau 1	45
2.5.2 Le déclenchement énergie	46
2.5.3 Déclenchement niveaux 2 et 3	47
3 Traitement informatique des données	49
3.1 La reconstruction	49
3.2 La simulation	49

II	Aspects théoriques	51
4	Images de la théorie quantique des champs	53
4.1	Qu'est-ce qu'un champ quantique?	53
4.2	Aspect corpusculaire du champ quantique	54
4.3	Les interactions du champ	54
4.4	Diagrammes de Feynman et Lagrangien	56
5	Théorie de jauge	59
5.1	Géométrie d'une surface	59
5.2	Théorie de jauge	61
5.3	Lagrangien et particules	64
6	Le Modèle Standard	65
6.1	Structure de jauge du Modèle Standard	65
6.2	Le mécanisme de Higgs	68
6.3	Masse des fermions	70
6.4	Paramètres	71
7	Supersymétrie	73
7.1	Motivations	73
7.2	Supersymétrie	75
7.2.1	Superchamp	75
7.2.2	Supermultiplets	77
7.3	Interactions	79
7.4	Brisure douce de la supersymétrie	80
7.5	Brisure spontanée et réduction du nombre de paramètres	82
7.6	Charginos et neutralinos	85
7.7	R-parité	86
III	Statistique	89
8	Loi de Poisson	91
8.1	Application	91
8.2	Définitions	91
9	Limite supérieure et taux de confiance	93
9.1	Le problème	93
9.2	Estimation classique	94
9.2.1	Limite supérieure	94
9.2.2	Soustraction du fond	95

9.3	Estimation bayésienne	95
9.4	Test d'hypothèses	96
10	Comparaison d'expériences et optimisation	99
10.1	Limites en section efficace	99
10.2	Comparaison de 2 sélections	99
10.3	Optimisation	100
11	Combinaison de sélections indépendantes	101
11.1	Définitions	101
11.2	Méthode 1	101
11.3	Méthode 2	102
IV	Photon unique	105
12	Analyse photon unique	107
12.1	Les processus standard	107
12.2	Analyses	109
12.2.1	Sélection directe	109
12.2.2	Repêchage	110
12.3	Résultats	111
12.4	Contrôles	112
12.4.1	Taux de conversion des photons	116
12.4.2	Efficacité du déclenchement énergie	118
12.4.3	Veto	119
12.4.4	Facteur de correction	120
13	Recherche de nouvelle physique	123
13.1	Signaux supersymétriques	123
13.2	Cinématique	125
13.3	$\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 \gamma$ et $\chi_1^0 \rightarrow G \gamma$	126
13.3.1	Optimisation des coupures	126
13.3.2	$\chi_1^0 \rightarrow G \gamma$	127
13.3.3	$\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 \gamma$	129
V	Recherche de χ_1^\pm dégénérés en masse avec χ_1^0	135
14	ΔM faibles	137
14.1	Modèles	137
14.2	$\frac{M_1}{M_2}$ libre	138

14.2.1	Premières remarques	138
14.2.2	Étude systématique	139
14.3	Phénoménologie et détection	141
14.3.1	Taux de branchement	141
14.3.2	Longueurs de désintégration	142
14.3.3	Lien avec les analyses existantes	142
15	Principes de la sélection	145
15.1	Caractéristiques du signal	145
15.2	Fond principal	145
15.3	Photon ISR	146
15.4	Simulations signal et fond	147
16	Sélection	149
16.1	Présélection	149
16.1.1	Niveau a	149
16.1.2	Niveau b	151
16.2	Sélections	152
17	Résultats	159
17.1	Événements sélectionnés	159
17.2	Spectre en masse de recul	162
17.3	Efficacité de la sélection	162
17.3.1	Moyenne	162
17.3.2	Évolution de l'efficacité	162
17.4	Efficacité du déclenchement	165
18	Interprétations : limites en sections efficaces	169
18.1	Spectre ISR	169
18.1.1	Dépendance avec les paramètres	169
18.1.2	Efficacité ISR	170
18.1.3	Efficacité totale	171
18.2	Limites sur la section efficace	173
19	Interprétation : exclusion en masse	179
19.1	Principe	179
19.1.1	Section efficace $e^+e^- \rightarrow \chi_1^+ \chi_1^-$	179
19.1.2	Limite inférieure sur la masse	179
19.1.3	Inclusion des autres analyses	180
19.2	Cas ν lourd	182
19.2.1	Longueur de désintégration	182

19.2.2	Exclusion jaugino	183
19.2.3	Exclusion χ_1^\pm de toute nature	185
19.2.4	Exclusion CMSSM	188
19.2.5	Systématiques	188
19.3	Cas ν quelconque	190
19.3.1	Temps de vol et taux de branchement	190
19.3.2	Exclusion en masse	192
 Conclusion		 195
 Annexe		 197
A	Minimum de la section efficace de $e^+e^- \rightarrow \chi_1^\pm \chi_1^\pm$	197
A.1	Expression de M_2 en fonction de $M_{\chi_1^\pm}$, μ et $\tan\beta$	197
A.2	Minimisation de la section efficace	200

Introduction

Le Modèle Standard décrit les particules et leurs interactions (interaction forte, faible et électromagnétique). Les photons permettent de tester le secteur électrofaible du modèle par le processus $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma(\gamma)$. Les propriétés de ce secteur sont liées à la brisure de la symétrie électrofaible qui se produit à une échelle de 100 GeV. Dans le cadre du modèle, cette échelle est arbitraire : sa valeur est fournie par l'expérience.

De nombreuses extensions du Modèle Standard ont été créées pour expliquer cette échelle. Parmi elles, la plus prometteuse est la théorie de la supersymétrie qui introduit une symétrie entre les bosons et les fermions. Cette théorie prédit que toute particule du Modèle Standard a un partenaire supersymétrique qui lui diffère d'une demi-unité de spin. Pour expliquer l'échelle de la brisure électrofaible, les masses de ces partenaires supersymétriques doivent être au maximum de l'ordre du TeV. Ils sont donc accessibles par les expériences actuelles.

L'objet de cette thèse est la recherche, à l'aide de photons, des charginos et des neutralinos, les partenaires supersymétriques des bosons du secteur électrofaible du Modèle Standard : les bosons W, Z, γ , et de Higgs.

Dans une première partie, le dispositif expérimental est présenté. Le chapitre 1 décrit succinctement le complexe d'accélération du CERN et son dernier élément : le collisionneur e^+e^- LEP. Le chapitre 2 traite du détecteur L3 avec une attention particulière sur le calorimètre électromagnétique et l'identification des photons. Enfin, le chapitre 3 mentionne les outils informatiques nécessaires pour l'exploitation des données du détecteur.

La deuxième partie traite des aspects théoriques sous-jacents de cette étude. Le chapitre 4 explique ce qu'est un champ quantique et son lien avec les particules. Il présente aussi la réalité placée derrière ces petits dessins que sont les diagrammes de Feynman. Le chapitre 5 présente les théories de jauge, base de la description des interactions dans le Modèle Standard. Ce dernier est le sujet du chapitre 6 qui décrit son contenu en champs et présente de manière très simplifiée le mécanisme de Higgs de brisure de la symétrie électrofaible. Enfin, le chapitre 7 est dédié à la supersymétrie : sa

résolution du problème de hiérarchie du Modèle Standard, ses concepts, son contenu en champs, ses prédictions et les 2 principales méthodes pour la briser spontanément.

La troisième partie traite des outils statistiques utilisés dans cette thèse pour interpréter les résultats. Les propriétés de la loi de Poisson constituent le chapitre 8. Le chapitre 9 traite du problème de l'estimation d'un paramètre et du cas particulier de la limite supérieure sur un nombre d'événements ou sur une section efficace. Le chapitre 10 est dévolu à la comparaison des sensibilités de 2 expériences ainsi qu'au placement optimal des coupures. Le chapitre 11, enfin, présente des méthodes utilisées pour combiner des résultats indépendants.

La quatrième partie traite des signaux photon unique. Le chapitre 12 présente l'analyse et les résultats de la recherche de photon unique permettant l'étude du processus du Modèle Standard : $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma(\gamma)$. Le chapitre 13 interprète les résultats du chapitre 12 en terme de processus supersymétriques de créations de neutralinos et de gravitinos.

Enfin, la cinquième partie est consacrée à la recherche de chargino $\tilde{\chi}_1^\pm$ quand la différence de masse ΔM entre celui-ci et le neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ est faible. Le $\tilde{\chi}_1^0$ étant stable et interagissant faiblement, la faiblesse de ΔM entraîne un signal caractérisé par peu d'énergie visible dans le détecteur. Le chapitre 14 présente les spécificités de ces configurations à faible ΔM . La stratégie de recherche est décrite dans le chapitre 15. En particulier, sont expliquées les raisons de l'utilisation d'un photon radiatif dans l'état initial. Le chapitre 16 décrit l'analyse elle-même tandis que le chapitre 17 décrit les résultats obtenus en 1998 et 1999. Les 2 derniers chapitres de cette partie sont consacrés aux interprétations des résultats : les limites en section efficace (chapitre 18) et les exclusions de domaines de masse (chapitre 19).

Première partie

Dispositif expérimental

Chapitre 1

LEP

1.1 La machine

Le LEP [1] est un collisionneur e^+e^- situé au CERN (Laboratoire Européen pour la Physique des Particules) près de Genève à la frontière franco-suisse (Fig. 1.1). Avec une circonférence de 26.7 km, le LEP est le plus grand anneau de collision du monde. Le programme LEP s'est déroulé en 2 phases. La première, LEP1 de 1989 à 1995 durant laquelle l'énergie de collision a été voisine de 90 GeV a été consacrée à l'étude du Z. La seconde, LEP2, a commencé en 1995. Durant cette deuxième phase, l'énergie de collision a augmenté progressivement et devrait atteindre 206 GeV en l'an 2000, dernière année de fonctionnement. Le tableau 1.1 liste les énergies de collision pour chaque année

Le LEP est l'élément ultime du complexe d'accélérateurs du CERN (Fig 1.2) qui assure entre autre la production et l'accélération des faisceaux d'électrons et de positons. Le pré-injecteur du LEP (LPI sur la Fig 1.2) fournit des paquets d'électrons et de positons de 600 MeV. Ces paquets sont injectés dans le PS (Synchrotron à protons) qui les accélère jusqu'à 3.5 GeV. Les particules sont ensuite envoyées dans le SPS (Super Synchrotron à Proton) qui les accélère jusqu'à 22 GeV. Enfin, les électrons et positons sont injectés dans le LEP qui assure la fin de l'accélération des paquets et leurs collisions en 4 points où sont construits les détecteurs ALEPH [2], DELPHI [3], L3 [4] et OPAL [5].

1.2 La luminosité

Pour un processus physique P, la théorie permet de calculer la section efficace σ_P . La luminosité intégrée \mathcal{L} est le paramètre qui permet de re-

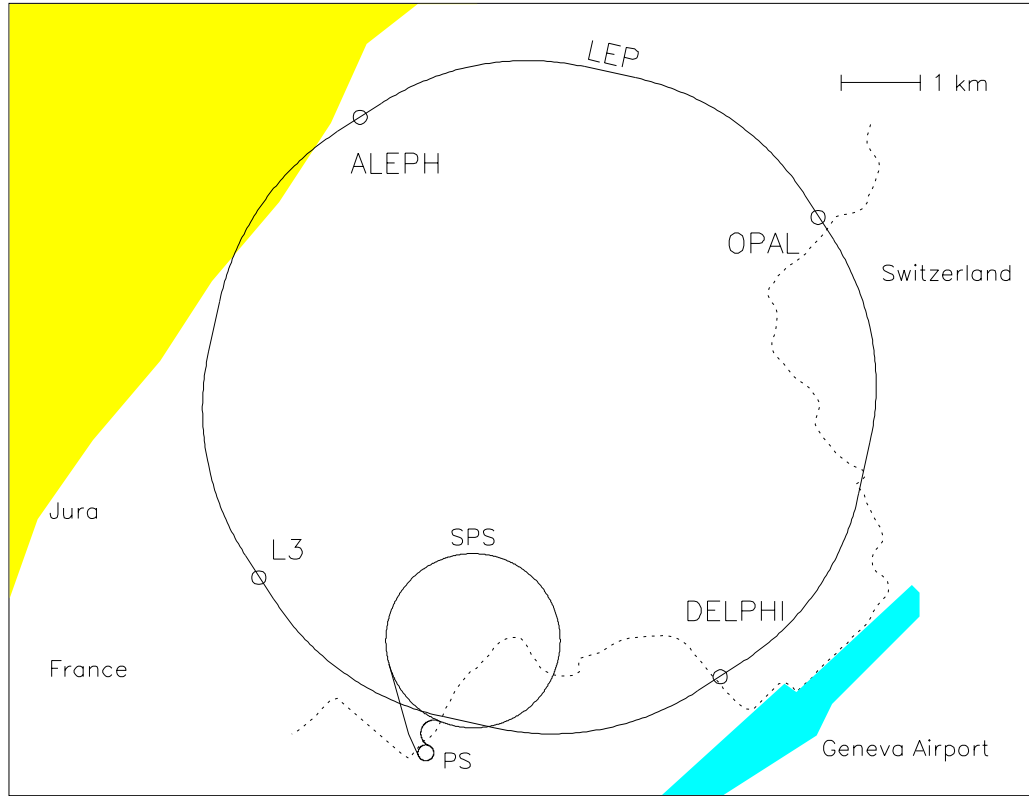


FIG. 1.1 – Plan de situation du collisionneur LEP.

Année	$\sqrt{s}(\text{GeV})$	$\mathcal{L}(\text{pb}^{-1})$
1995-1997	130	6.11
1995-1997	136	5.84
1996	161	10.79
1996	172	10.19
1997	183	55.46
1998	189	176.38
1999	192	29.72
1999	196	83.69
1999	200	80.55
1999	202	36.79

TAB. 1.1 – Énergies des collisions e^+e^- et luminosité recueillies par L3 pour la phase LEP2.

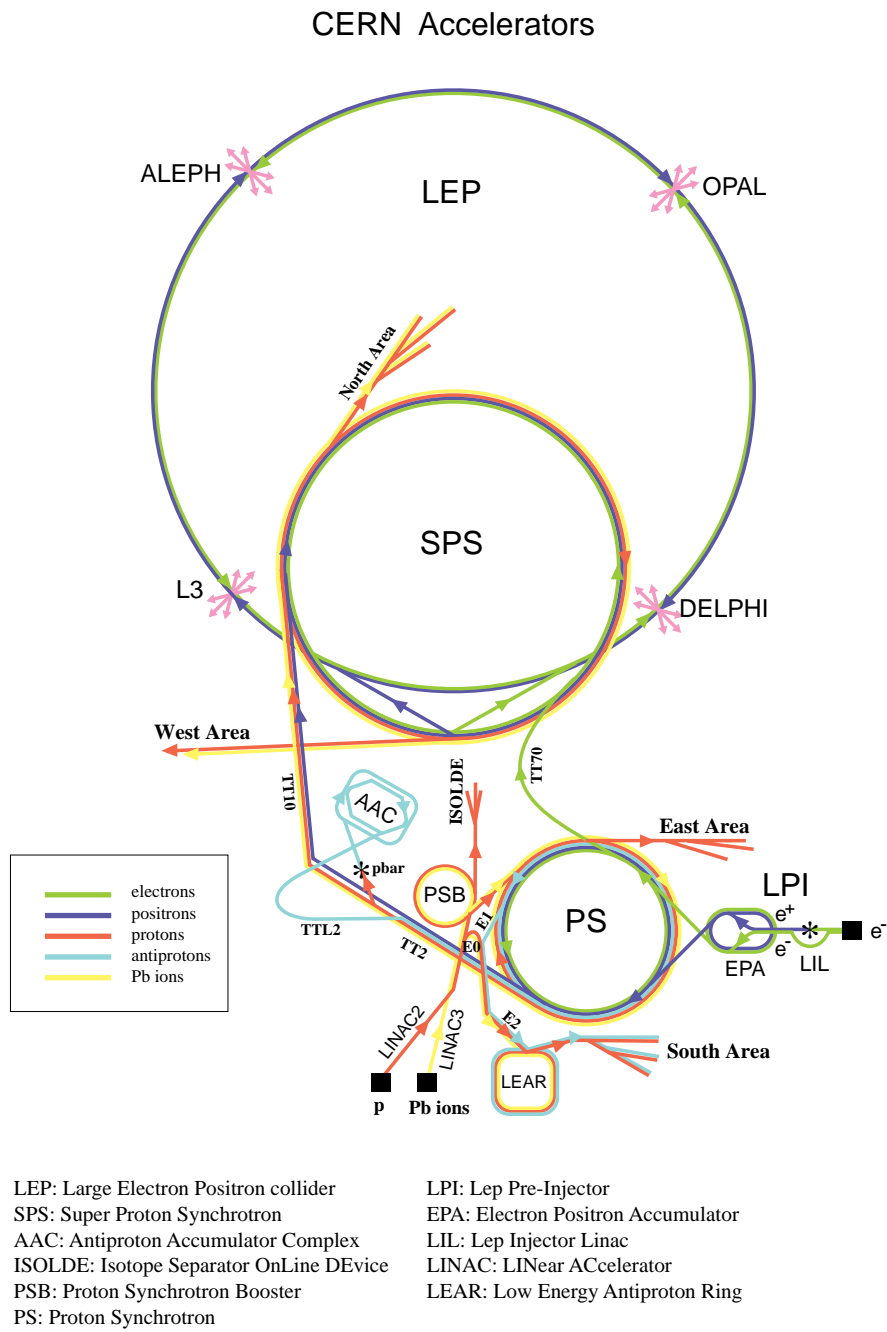


FIG. 1.2 – Schéma du complexe d'accélérateurs du CERN.

lier la section efficace au nombre d'événements observés. Si l'efficacité de détection du processus P est ϵ_P , il doit être observé en moyenne un nombre N_P d'événements dus au processus P :

$$N_P = \sigma_P \epsilon_P \mathcal{L} \quad (1.1)$$

La luminosité intégrée est l'intégrale sur le temps de fonctionnement du collisionneur d'une luminosité instantanée $L(t)$ dépendant des paramètres de la machine :

$$\mathcal{L} = \int dt L(t) \quad (1.2)$$

Pour des collisions de paquets d'électrons et positons se déplaçant dans une même direction z et ayant une densité de particules gaussienne de largeurs σ_x dans la direction x et σ_y dans la direction y , la luminosité instantanée s'écrit en première approximation [6] :

$$L(t) = \frac{n_p N_{e^+} N_{e^-} f}{4\pi \sigma_x \sigma_y} \quad (1.3)$$

où N_{e^+} et N_{e^-} sont les nombres de positons et d'électrons par paquet, n_p est le nombre de paquets et f est la fréquence de révolution.

L'utilisation des formules (1.2) et (1.3) pour déterminer la luminosité intégrée \mathcal{L} conduit à de grandes incertitudes. Pour mesurer la luminosité avec une grande précision [7], on utilise la formule (1.1) avec un processus P ayant une section efficace très grande et une très faible erreur sur sa prédiction théorique et sa mesure. Ce processus est la diffusion Bhabha ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$) à très bas angle. Il est dominé par le diagramme QED de la figure 1.3

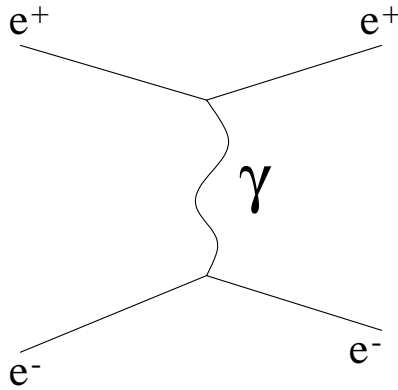


FIG. 1.3 – *Processus dominant de la diffusion Bhabha à faible angle.*

Les luminosités intégrées recueillies par L3 sont listées dans le tableau 1.1. La fig 1.4 représente la luminosité fournie par LEP aux expériences en fonction du temps pour les différentes années. Ce diagramme montre clairement que les performances du LEP n'ont cessé de s'améliorer au fil des ans.

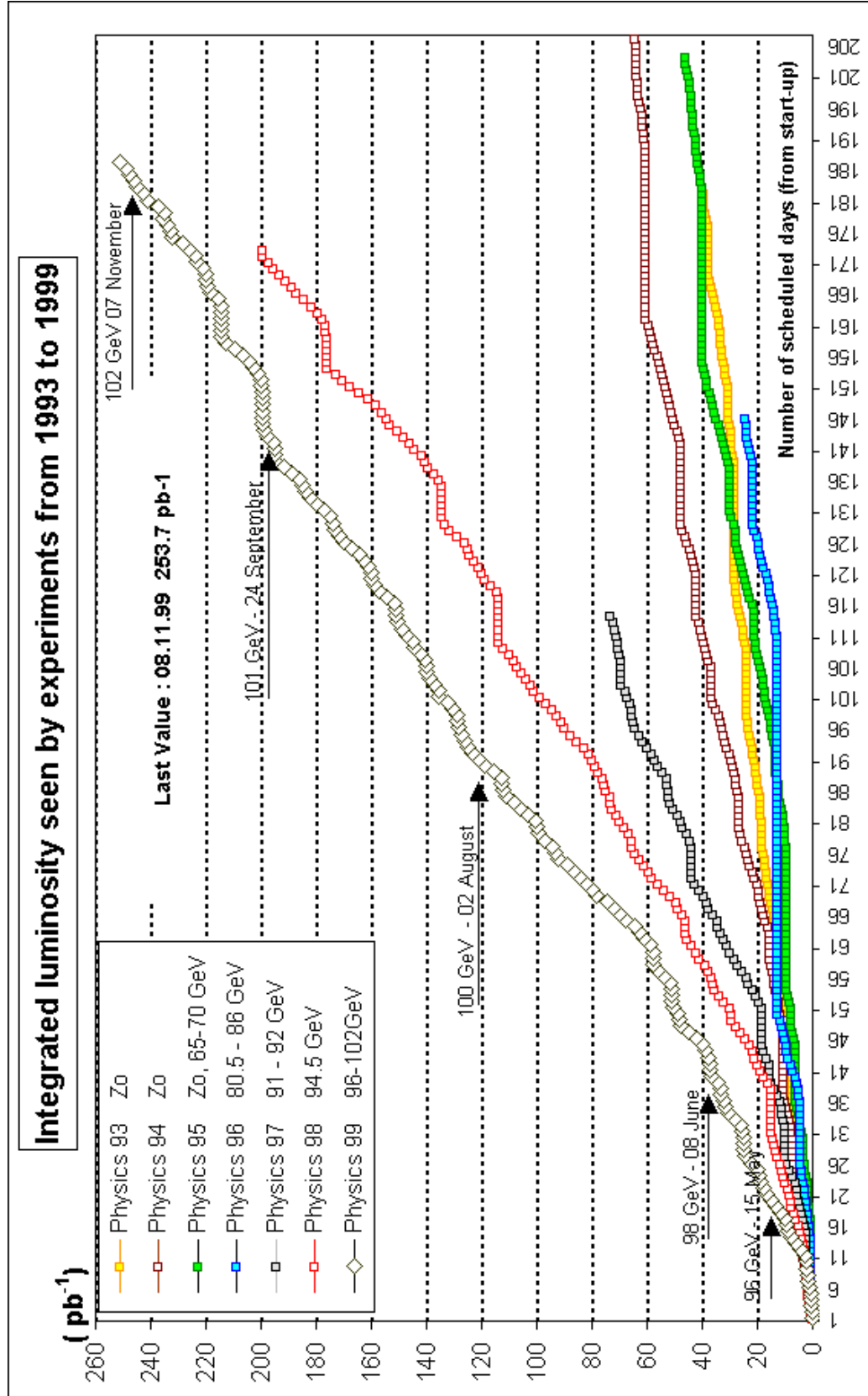


FIG. 1.4 – Luminosité intégrée moyenne fournie par LEP à chacune des expériences en fonction du temps.

Chapitre 2

Le détecteur L3

2.1 Présentation générale

Le détecteur L3 [4][7][8][9][10][11] dont un schéma en perspective est représenté sur la figure 2.1 a été conçu pour mesurer très précisément l'énergie et la position des leptons e^\pm , μ^\pm et photons. Pour ce faire, il a été doté d'un très grand volume magnétique afin de disposer d'un grand bras de levier pour la mesure de l'impulsion des muons. Il a été aussi doté d'un calorimètre électromagnétique scintillateur en cristaux de germanate de bismuth ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$) permettant d'atteindre une excellente résolution en énergie (1 % au dessus de 1 GeV) et une courte longueur de radiation.

2.1.1 Sous-détecteurs

Le détecteur est constitué d'une partie centrale de forme cylindrique appelée tonneau et de 2 bouchons. De manière schématique, ils sont constitués de 4 couches de détection (Fig 2.2 et 2.3) : En partant du point d'interaction, on rencontre d'abord les détecteurs de traces (SMD [9] et TEC [4]) pour la mesure de la position et l'impulsion des particules chargées. Ensuite vient le calorimètre électromagnétique (BGO) [4] pour la mesure de la position et de l'énergie des photons et électrons¹. Ensuite vient le calorimètre hadronique (HCAL) [4] [12] pour la mesure de la position et de l'énergie des hadrons. Enfin, viennent les chambres à muons [4][11][13] pour la mesure de la position et de l'impulsion des muons. Le détecteur contient aussi des scintillateurs [4] placés entre les calorimètres électromagnétique et hadronique et qui mesurent le temps de vol des particules. Enfin, ce dispositif est complété

1. Pour tout ce qui concerne le calorimètre électromagnétique, électron désigne de manière générique un électron ou un positon.

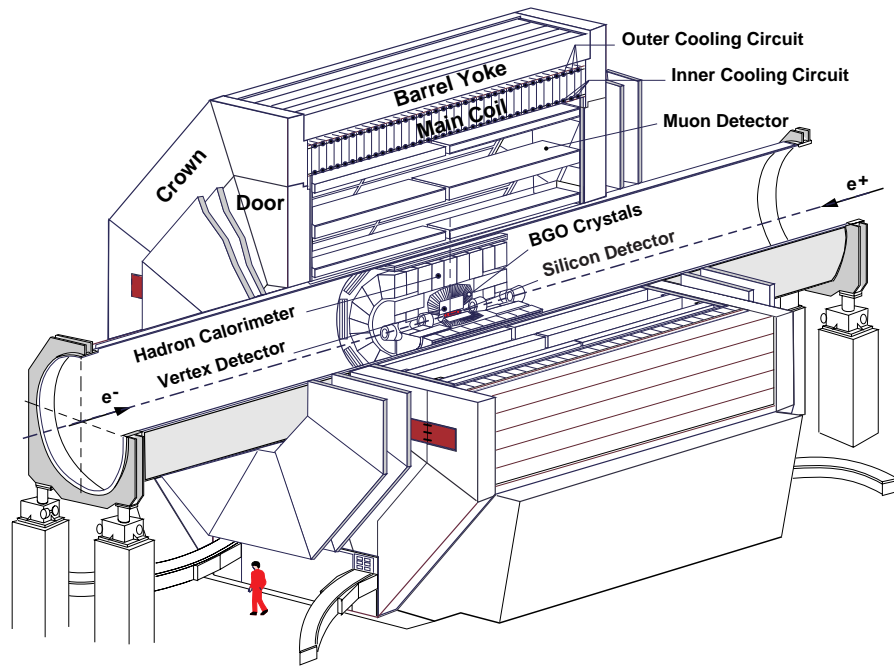


FIG. 2.1 – Vue en perspective de l'ensemble du détecteur L3.

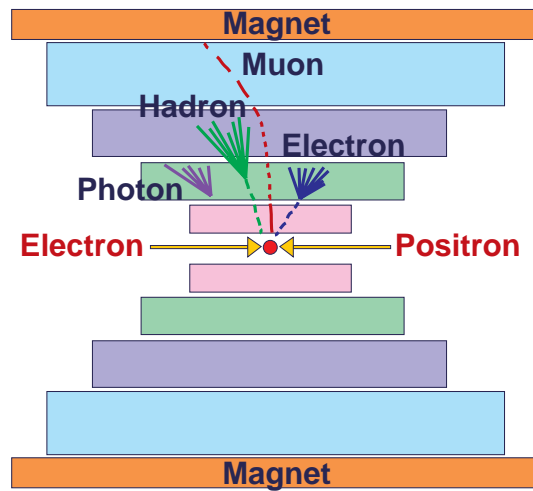


FIG. 2.2 – Représentation schématique des 4 couches de détection du détecteur L3. En partant du point d'interaction : Détecteurs de traces, calorimètre électromagnétique, calorimètre hadronique et chambres à muons. L'ensemble est inclus dans un aimant. Le parcours des différentes sortes de particules est aussi représenté.

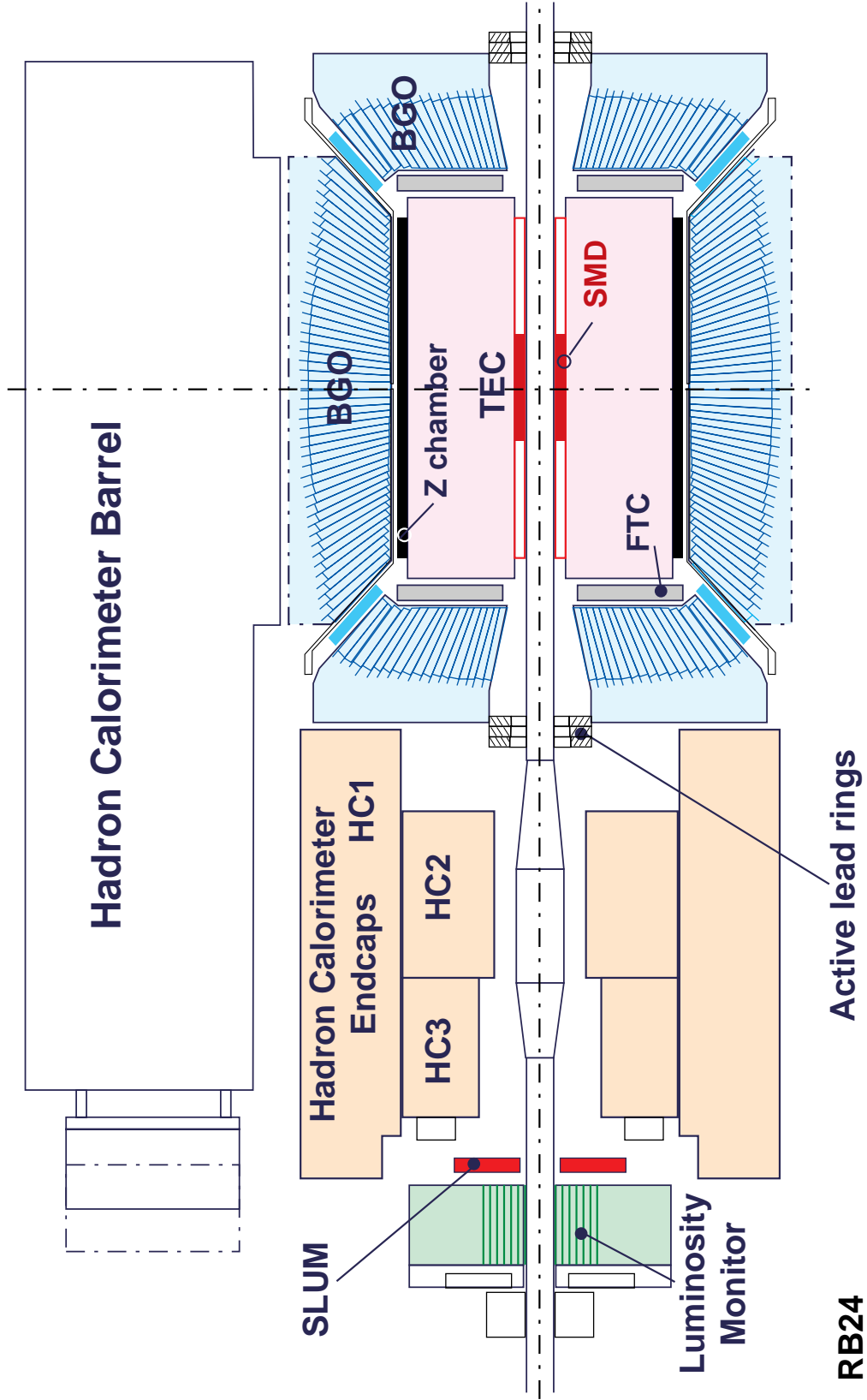


FIG. 2.3 – Schéma des détecteurs internes et des détecteurs à bas angles.

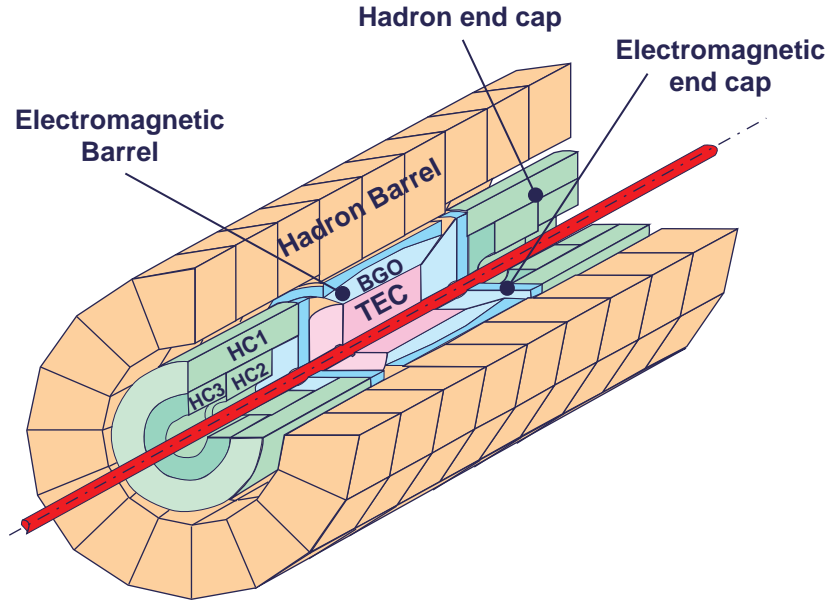


FIG. 2.4 – *Vue en perspective des détecteurs internes.*

par 2 détecteurs à bas angles : les moniteurs de luminosité (LUMI) [4][7] et les ALR [8].

2.1.2 L'aimant et le tube de support

L'ensemble de ces détecteurs² est contenu à l'intérieur d'un aimant [4] de forme octaédrique de 15,8 m de haut et de 14 m de long développant un champ magnétique de 0,5 Tesla parallèle à l'axe du faisceau et uniforme dans un cylindre de 5,7 m de rayon et 11,9 m de long. Des portes en fer ferment les bouchons et assurent le retour de champ.

Les détecteurs internes (SMD, TEC, BGO, HCAL) et externes (Chambres à muons) sont portés par un tube d'acier inoxydable (Fig 2.1) de 30 m de long, de 2,23 m de rayon et de 5 cm d'épaisseur. Une vue en perspective des détecteurs contenus à l'intérieur de ce tube de support est représentée sur la figure 2.4. La figure 2.5 est une représentation schématique d'une coupe du tonneau perpendiculaire au faisceau.

2. exceptée la partie externes des chambres à muons des bouchons.

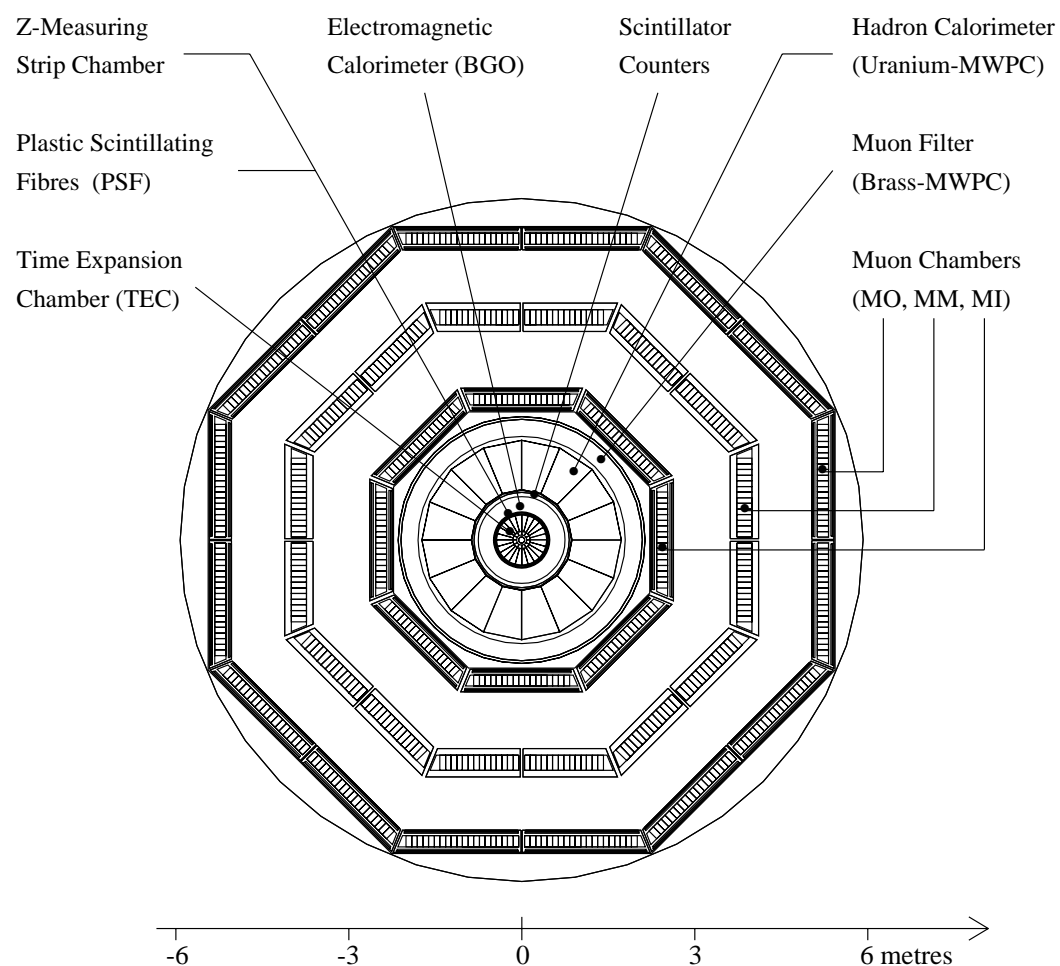
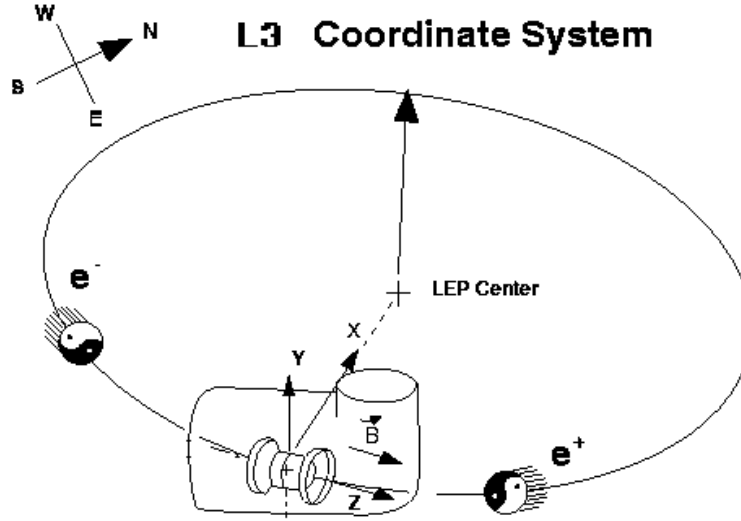


FIG. 2.5 – Schéma d'une coupe transversale du tonneau.

FIG. 2.6 – *Système de coordonnées du détecteur L3.*

2.1.3 Le système de coordonnées

Le repère associé au détecteur L3 (Fig 2.6) a pour origine le centre du détecteur qui est aussi le point d'interaction des électrons et positons. L'axe x , horizontal, pointe vers le centre de l'anneau du LEP. L'axe y est vertical et pointe vers le haut. L'axe z est parallèle aux faisceaux et pointe dans la direction de déplacement des électrons.

Un système de coordonnées sphériques (r, θ, Φ) a été défini : l'angle θ est mesuré à partir de l'axe z et l'angle Φ est mesuré dans le plan xy à partir de l'axe x . Le plan xy est appelé plan $r\Phi$ et le plan yz est appelé plan rz . Ainsi, la figure 2.5 est contenue dans le plan $r\Phi$.

2.2 Les détecteurs de traces

2.2.1 Les détecteurs internes

Il s'agit des premières couches de détecteurs que rencontre une particule issue d'une interaction e^+e^- . Une vue en coupe dans le plan rz est représentée

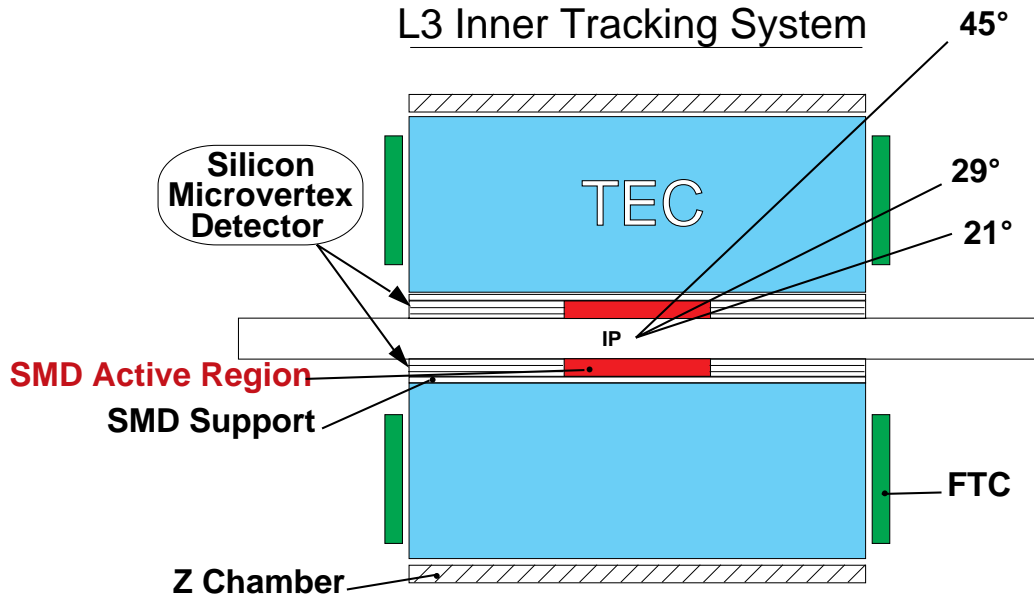


FIG. 2.7 – Vue en coupe des détecteurs internes de traces (IP point d'interaction des électrons et positons).

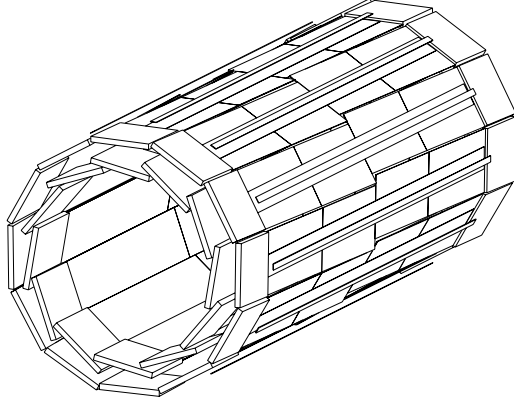
sur la figure 2.7.

le SMD

Le SMD [9] (Silicon Microvertex Detector) est le détecteur le plus interne de L3. Il est placé à juste à l'extérieur du tube à vide de 5.5 cm de rayon. Il est composée de 24 planches identiques en silicium. Ces planches font 14 cm de long, 4 cm de large et 300 μm d'épaisseur. Elles sont recouvertes sur leurs 2 faces de pistes d'électrodes. La séparation entre 2 électrodes est de 25 μm dans le sens de la longueur (mesure de la coordonnée $r\phi$) et varie de 75 μm à 100 μm dans le sens de la largeur (mesure de la coordonnée rz).

Les 24 planches sont assemblées en 2 cylindres de 6 et 8 cm de rayon (Fig. 2.8). Chaque planche de la couche interne voit 5 % de sa surface recouverte par une autre planche.

Le SMD a une résolution spatiale de 7 μm dans le plan $r\phi$ et de 14 μm dans le plan rz . Il couvre la région angulaire de $29^\circ \leq \theta \leq 151^\circ$ avec ses 2 couches et de $21^\circ \leq \theta \leq 159^\circ$ avec la couche interne seule.

FIG. 2.8 – *Vue en perspective du SMD.*

la TEC

La TEC [4] (Time Expansion Chamber, Fig 2.9) est une chambre à dérive. Elle est découpée électriquement en 2 cylindres concentriques. Le cylindre interne de 9 cm à 14,3 cm de rayon est découpé en 12 secteurs dans le plan $r\phi$. Le cylindre externe de 16,8 cm à 43,2 cm de rayon comprend 24 secteurs dans le plan $r\phi$. Un secteur est défini par 2 plans de cathodes, en son milieu, se trouve un plan d'anodes entouré de 2 plans de grilles. Lorsqu'une particule chargée passe dans la TEC, elle ionise le gaz de la chambre. Les électrons produits dérivent vers le plan d'anode. Entre le plan de cathodes et les grilles, cette dérive se fait à vitesse constante. Entre les grilles et les anodes, un fort champ électrique provoque une avalanche (Fig 2.10). La mesure précise du temps de dérive permet de déterminer le lieu d'ionisation. 62 fils d'anode définissent autant de points de mesure permettant de reconstituer la trajectoire de la particule incidente et, par la courbure due au champs magnétique, de déterminer son impulsion. Du fait de la symétrie d'un secteur par rapport au plan d'anodes, il reste une ambiguïté sur la position en ϕ . Les corrélations entre les 2 cylindres de la TEC permettent de lever cette ambiguïté (Fig 2.9).

Dans le tonneau, à l'extérieur de la TEC externe, sont disposées 2 chambres à fils cylindriques formées d'anodes parallèles à l'axe z et de 4 plans de fils de cathodes croisés [14]. Le centre de gravité des énergies déposées sur les cathodes permet de remonter à la coordonnée z . Dans les bouchons, la mesure de la coordonnée z est donnée par le dernier fil touché par la particule.

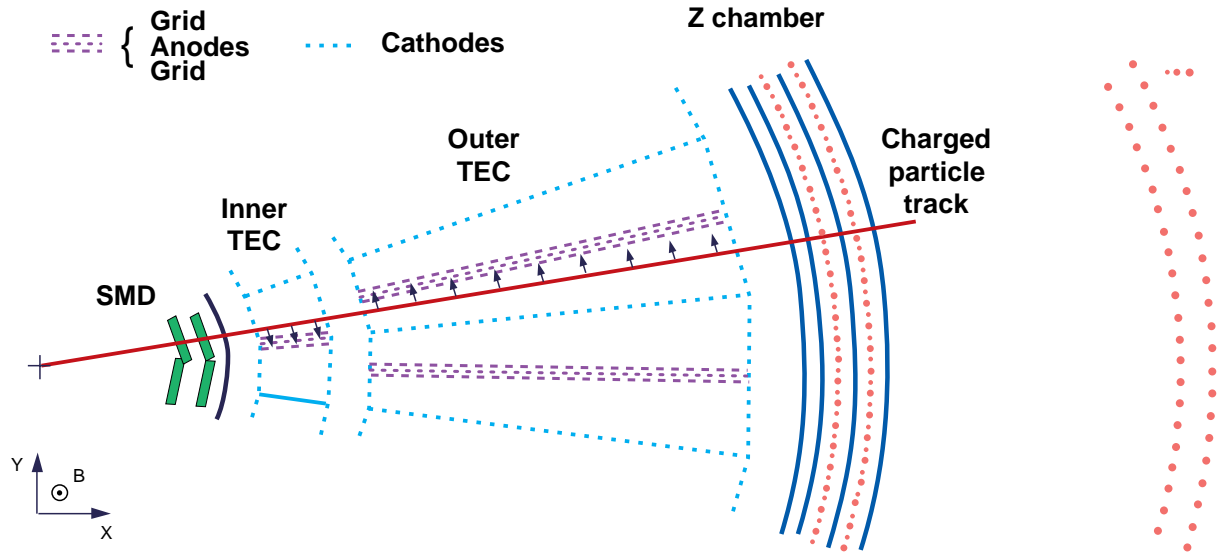


FIG. 2.9 – Vue en coupe dans le plan $r\phi$ d'une partie des détecteurs de traces internes.

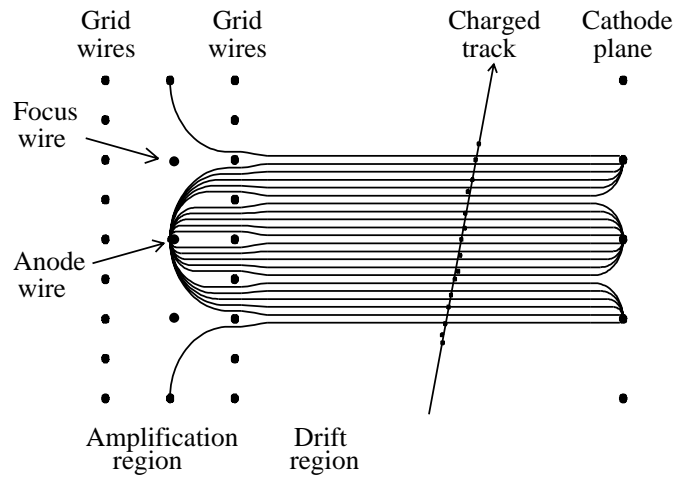


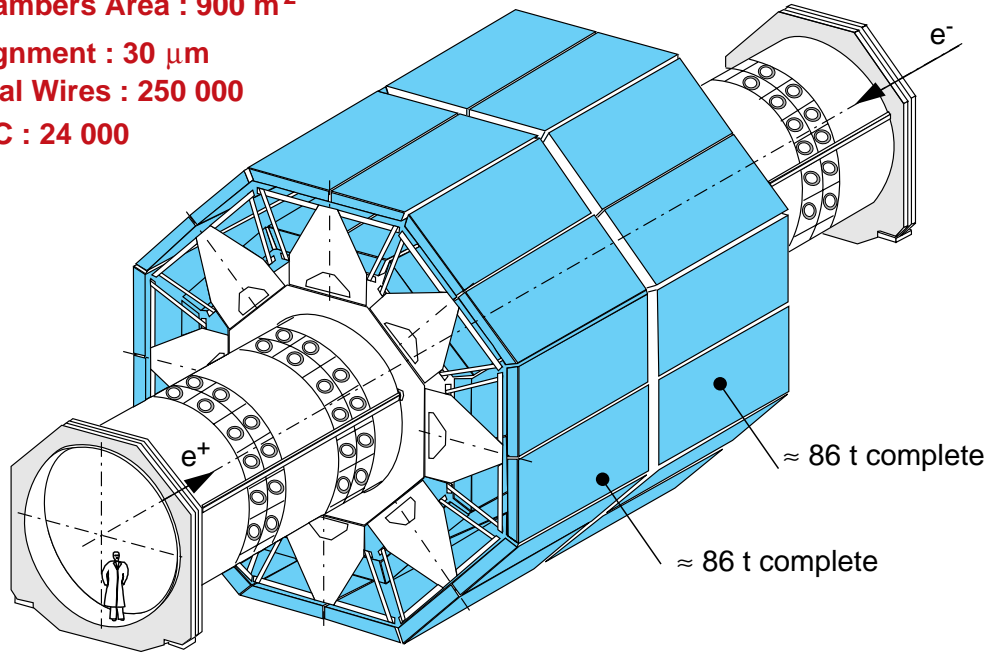
FIG. 2.10 – Lignes de champ électrique à l'intérieur d'un demi secteur de la TEC.

Chambers Area : 900 m²

Alignment : 30 μ m

Total Wires : 250 000

TDC : 24 000



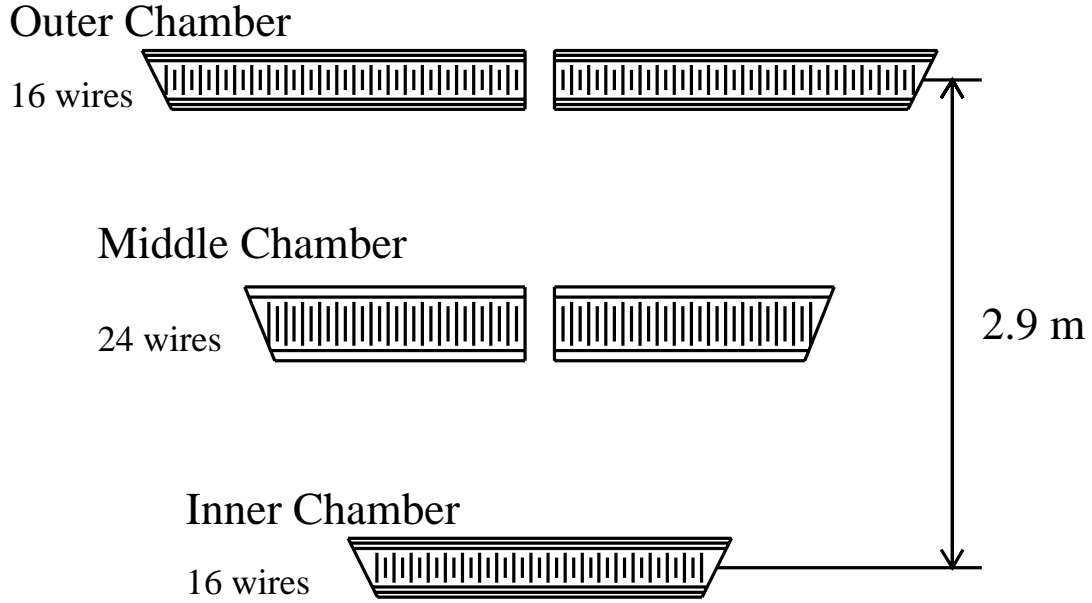
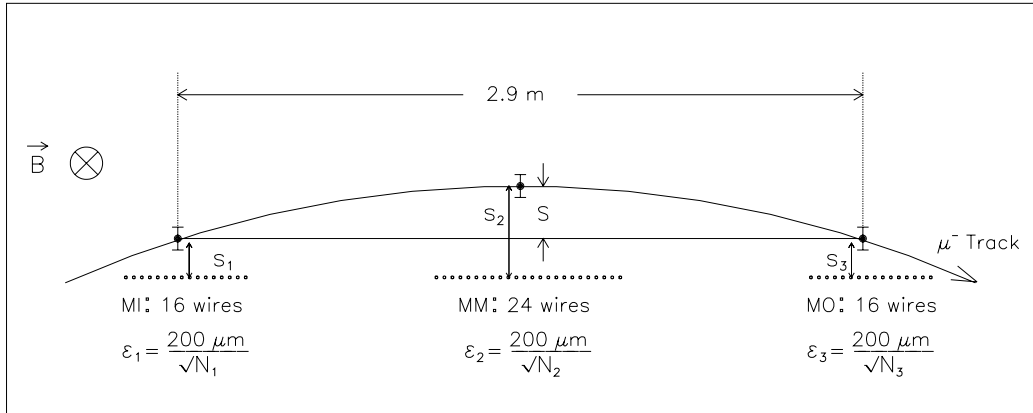
L3 - Central Muon Detector

FIG. 2.11 – Vue en perspective des chambres à muons du tonneau.

2.2.2 Les chambres à muons

Dans le tonneau, ces chambres [4][13] sont regroupées en 8 octants (Fig 2.11). Elles sont disposées entre le tube support et l'aimant et couvrent la région $44^\circ \leq \theta \leq 136^\circ$. Chacun des 8 octants (Fig 2.12) contient 3 couches de chambres à dérive (MI, MM, MO sur la Fig 2.5). La couche interne à 2,5 m du point d'interaction contient une chambre à dérive permettant la mesure de la position dans le plan $r\phi$ et appelé chambre en P. De part et d'autre de cette chambre en P sont disposées 2 chambres à dérive permettant la mesure de la coordonnée z . Ces chambres sont appelées chambres en Z. La couche médiane située à 4 m du point d'interaction est formée de 2 chambres en P. La couche externe à 5,5 m du point d'interaction contient 2 chambres en P chacune entourée par 2 chambres en Z. La mesure de l'impulsion se déduit de la flèche de la trajectoire (Fig 2.13). La résolution sur l'impulsion est de 2,5% à 45 GeV pour des muons provenant du point d'interaction. La résolution sur la coordonnée z est de 600 μ m.

Dans les bouchons, il y a aussi 3 couches de chambres [11] à dérive qui étendent la couverture angulaire à $\theta \geq 24^\circ$. La porte en fer aimantée de

FIG. 2.12 – *Vue en coupe d'un octant chambres à muons du tonneau.*FIG. 2.13 – *Flèche d'une trace dans les chambres à muons.*

90 cm d'épaisseur assurant le retour de champ de l'aimant et créant un champ magnétique toroïdal est située entre la couche interne et la couche médiane. La résolution en impulsion de ces chambres pour des muons de 45 GeV varie avec θ entre 4% et 35%.

2.3 Les calorimètres

2.3.1 Le calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique [4][12] est un calorimètre à échantillonnage. Il est constitué d'une succession de plaques d'uranium appauvri de 5 mm d'épaisseur dans lesquels les gerbes se développent et de chambres à fils permettant la mesure de l'énergie déposée. Les chambres à fils ont alternativement des fils de lecture parallèles (mesure de ϕ) et perpendiculaires à z (mesure de θ). Les chambres à fils sont entourées d'une feuille de laiton de 0,7 mm d'épaisseur pour les isoler des radiations β de l'uranium. L'ensemble de ces éléments est regroupé en plusieurs modules. Le tonneau est constitué de 9 anneaux de 16 modules (Fig 2.14, anneaux R0 à R4) Les anneaux R2 à R4 sont plus courts pour laisser la place aux cables du calorimètre électromagnétique et aux photomultiplicateurs des scintillateurs. Les bouchons sont chacun constitués de 3 anneaux de 8 modules (HC1, HC2 et HC3). L'ensemble du calorimètre couvre la région angulaire $5.5^\circ < \theta < 174.5^\circ$ et sa résolution pour des jets de 91 GeV est de 10.2% [15].

Des scintillateurs plastiques [4] de 1 cm d'épaisseur sont placés le long des modules du calorimètre. Le tonneau en contient 30 de 2,90 m de long et ayant une largeur variant de 16.7 cm à 18.2 cm. Les bouchons en contiennent 16 de 27 cm de long ayant une largeur variant de 18 cm à 27.5 cm. Ces scintillateurs sont lus par des photomultiplicateurs conçus pour fonctionner avec une bonne efficacité dans le champ magnétique.

Ces scintillateurs fournissent une mesure de temps de vol avec une résolution d'environ 0.8 ns dans le tonneau et 1.9 ns dans les bouchons. Ces informations sur les temps de vol sont utilisées pour identifier les rayonnement cosmiques et interviennent dans le processus de déclenchement de l'acquisition.

Le tonneau contient en plus des filtres à muons entre les anneaux et le tube support. Ces filtres sont des calorimètres en laiton découpés en 8 secteurs en ϕ . Chacun de ces secteurs correspond à un octant des chambres à muons. Ces filtres permettent d'absorber les queues des gerbes hadroniques et de signer le passage des muons, ce qui augmente l'efficacité de leur identification.

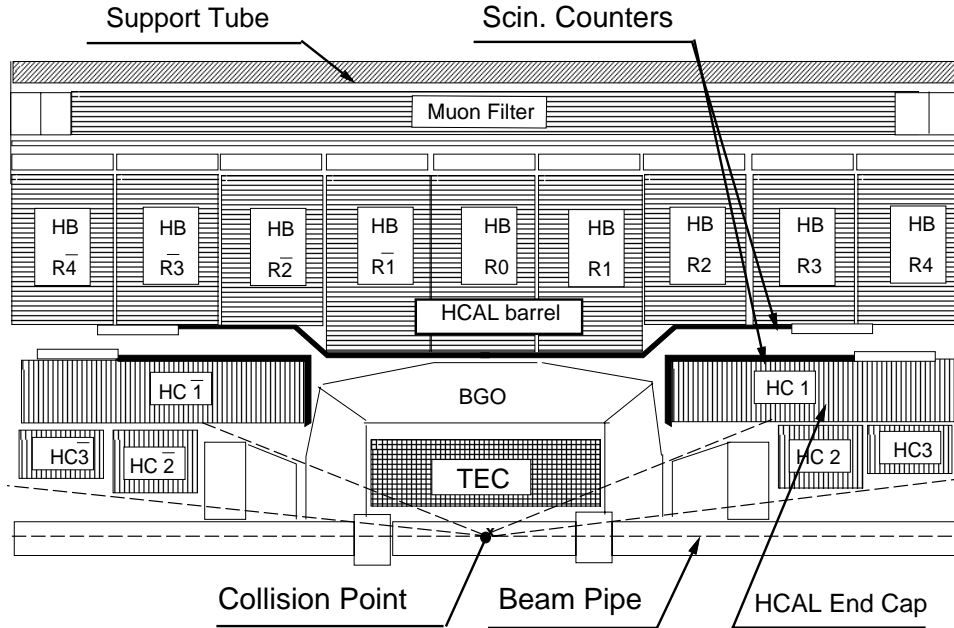


FIG. 2.14 – Vue en coupe d'une moitié des détecteurs internes dans le plan rz . Sur le schéma apparaissent les modules constituant le calorimètre hadronique.

2.3.2 Le calorimètre électromagnétique

Le germanate de bismuth

Le germanate de bismuth ($\text{Bi}_4\text{GeO}_{12}$) ou BGO est constitué d'atomes lourds, ce qui lui confère un fort pouvoir d'arrêt sur les électrons et les photons. La longueur de radiation est de 1,12 cm (Cf tableau page 76 de [16]). Le BGO est aussi un scintillateur qui convertit l'énergie déposée par les particules de la gerbe en signal lumineux. Le fait que le même matériau serve à la fois au développement de la gerbe électromagnétique et à la mesure de l'énergie permet d'atteindre une excellente résolution en énergie (Fig 2.15).

Structure du calorimètre

Le calorimètre électromagnétique [4] couvre la région $42.5^\circ \leq \theta \leq 137.5^\circ$ dans le tonneau et les régions $9.9^\circ \leq \theta \leq 36.4^\circ$ et $143.6^\circ \leq \theta \leq 170.1^\circ$ dans les bouchons (Fig 2.16). Le tonneau est constitué de 2 demi tonneaux

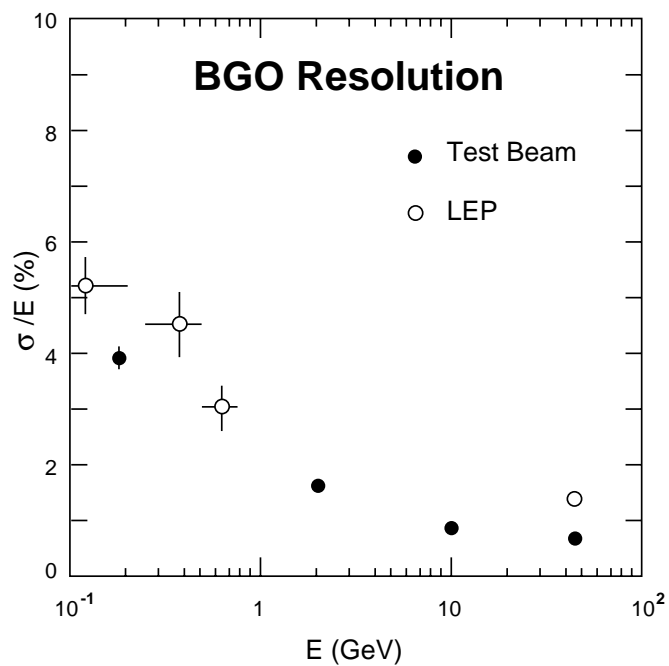


FIG. 2.15 – *Résolution en énergie du BGO.*

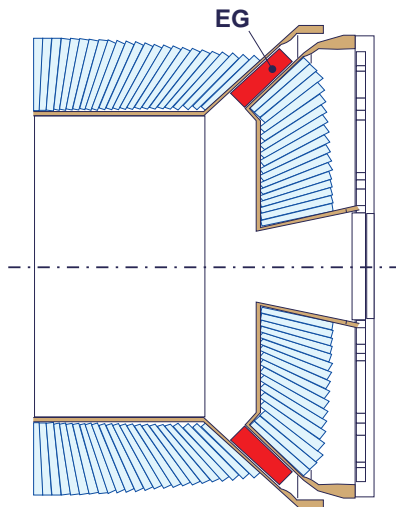


FIG. 2.16 – *Schéma, dans le plan rz , d'un bouchon et d'un demi-tonneau du BGO. Le schéma montre aussi la position des EGAP.*

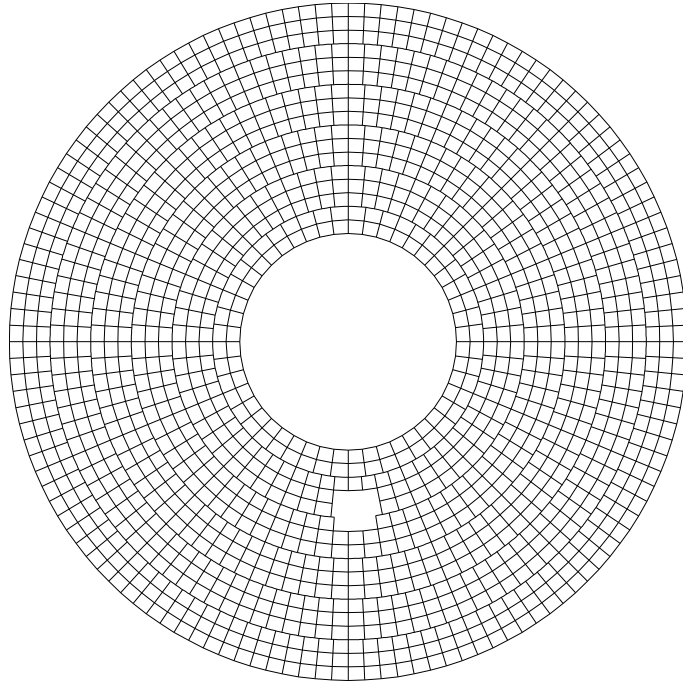


FIG. 2.17 – Répartition des cristaux dans un bouchon du BGO (vue $r\phi$).

contenant 24 anneaux (segmentation en θ) de 160 cristaux (segmentation en ϕ). La répartition des cristaux dans un bouchon est représentée sur le schéma de la figure 2.17. Un bouchon est constitué de 6 couronnes contenant d'autant moins de cristaux que θ est faible. De plus, dans les régions $14.1^\circ \leq \theta \leq 19.95^\circ$ et $160.05^\circ \leq \theta \leq 165.9^\circ$, 9 cristaux ont été enlevés entraînant un trou pour $257^\circ \leq \phi \leq 281^\circ$.

Ce trou permet de placer le tube d'un accélérateur RFQ conduisant des protons sur une cible de lithium. Lors de prise de données spéciale de calibration (en général effectuée en début et fin d'année), la réaction $p\text{Li} \rightarrow \text{Be}\gamma$ produit des photons monoénergiques de 17.6 MeV arrosant l'ensemble des cristaux. La résolution en énergie du calorimètre pour des électrons et photons de 90 GeV est de 1.06 % dans le tonneau et de 0.86 % dans les bouchons.

Chaque cristal (Fig 2.18) a une forme tronconique. Il mesure 24 cm de long soit 22 longueurs de radiation. La face avant (resp. arrière) a une surface de $2 \times 2 \text{ cm}^2$ (resp. $3 \times 3 \text{ cm}^2$). La lumière produite dans chaque cristal est détectée par 2 photodiodes collées sur la face arrière. La surface sensible d'une photodiode est de $1 \times 1.5 \text{ cm}^2$.

L'ensemble des cristaux est logé dans une structure alvéolaire en fibre de

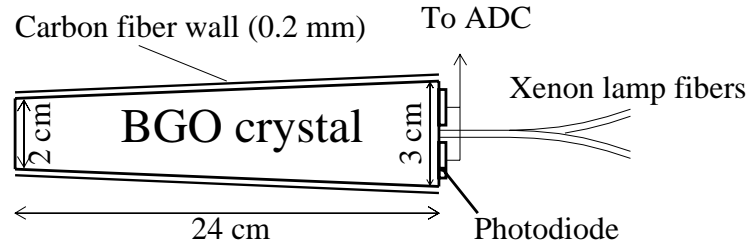


FIG. 2.18 – Schéma d'un cristal du BGO.

carbone qui supporte tout le poids du calorimètre. Les parois des alvéoles séparant 2 cristaux ont $200\ \mu\text{m}$ d'épaisseur. Chaque cristal pointe vers le point d'interaction en θ . Dans la direction ϕ , chaque cristal a été dépointé de $10\ \text{mrad}$ par rapport à la direction du point d'interaction. Cette rotation a pour but d'éviter que des particules traversent le calorimètre sans interagir en passant dans le support en carbone.

Dépôt d'énergie dans le calorimètre

Un ensemble de cristaux contigus dans lesquels de l'énergie a été déposée a été appelé un "cluster". Une partition de l'ensemble des cristaux d'un cluster est réalisée à partir des ses maximum locaux d'énergie. Chaque élément de la partition est appelé un "bump" et est l'objet de base utilisé dans l'identification des particules. La position (θ, ϕ) d'un bump est le centre de gravité des dépôts d'énergie qui le constituent.

Identification des photons

Le développement de la gerbe électromagnétique d'un photon (ou d'un électron) entré dans le calorimètre au centre de la face avant d'un cristal va produire un bump dans lequel en moyenne, 70% de l'énergie se trouve dans un cristal³(Fig 2.19). La segmentation fine du BGO permet facilement de distinguer ce bump de celui dû à un pion par exemple. Cette observation de

3. Quelque soit le point d'entrée du photon par rapport à la face avant du cristal, un bump électromagnétique est caractérisé par le fait qu'environ 90% de l'énergie a été déposée dans un cylindre de 2.24 cm de rayon [17].

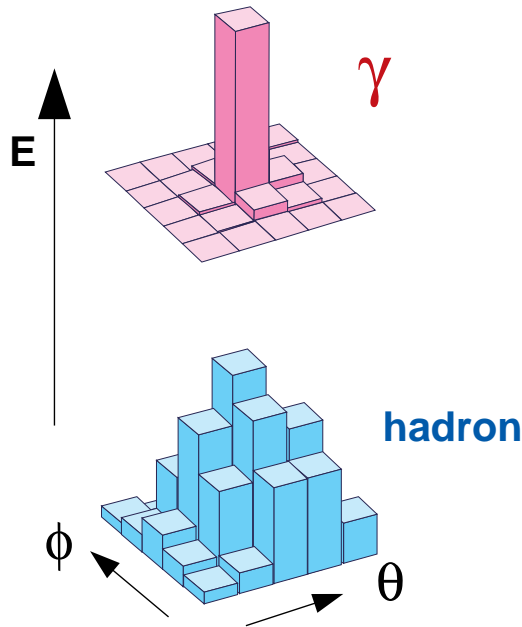


FIG. 2.19 – *Bumps dus à un photon (haut) ou à un hadron (bas). Pour chaque cristal, la hauteur du pavé est proportionnelle à l'énergie déposée dans le cristal.*

la distribution de l'énergie déposée dans les cristaux est la base de l'identification des photons. Plusieurs critères permettent de caractériser un bump électromagnétique. Parmi eux :

- χ^2 : La répartition de l'énergie dans les cristaux est ajustée à celle correspondant à une gerbe électromagnétique de référence. Le χ^2 de cet ajustement est le χ^2 du bump.
- B dispersion latérale : Une gerbe électromagnétique présente une dispersion latérale grossièrement circulaire. Cette variable est le rapport du petit sur le grand axe d'une ellipse formée par les différents cristaux touchés présents dans un cluster. Pour une gerbe électromagnétique provenant du point d'interaction, B tend vers 1 alors que pour une particule cosmique passant loin du point d'interaction, elle prend des valeurs proches de 0.

Pour être considéré comme électromagnétique, un bump dans le tonneau doit avoir une énergie d'au moins 200 MeV. L'énergie est ici celle déposée dans

une matrice de 3x3 cristaux dont le cristal central est le lieu du maximum d'énergie déposée du bump. De plus il doit être constitué d'au moins 3 cristaux, avoir un χ^2 inférieur à 5 et un B supérieur à 0.2. Dans les bouchons, il faut que le bump ait une énergie d'au moins 200 MeV, un nombre minimal de cristaux de 4, un χ^2 maximal de 10 et un B minimal de 0.1. Les bouchons sont constitués de plusieurs couronnes. A la frontière entre 2 couronnes, la gerbe du photon dévie plus de la gerbe de référence ce qui justifie la coupure en χ^2 plus élevé.

2.3.3 Les EGAP

Les EGAP [10] couvrent l'espace angulaire entre les bouchons et le tonneau du BGO (Fig. 2.16) soit $38^\circ < \theta < 42^\circ$ et $138^\circ < \theta < 142^\circ$. Ce sont 2 calorimètres électromagnétique de type spaghetti (un de chaque côté du détecteur). Un EGAP est constitué de fibres scintillantes noyées dans 24 briques de plomb de forme trapézoïdale. Pour chaque brique, la lumière est collectée par un guide de lumière et lue par 2 phototriodes. La résolution atteinte est de 10% à 10 GeV et de 5% à 50 GeV.

2.4 Détecteurs à bas angles

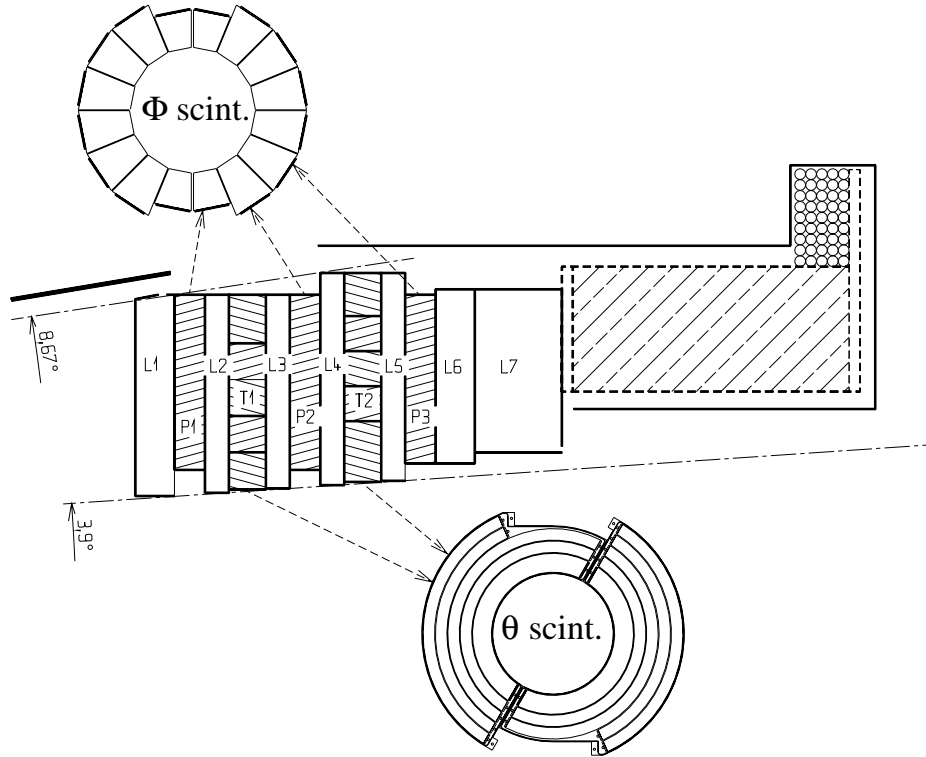
2.4.1 Les moniteurs de luminosité

Les moniteurs de luminosité [4][7] couvrent les régions $1.7^\circ \leq \theta \leq 3.9^\circ$ et $176.1^\circ \leq \theta \leq 178.3^\circ$. Ils sont chacun constitués de 2 demi cylindres de 304 cristaux de BGO permettant d'atteindre une résolution de 2% sur l'énergie. Pour améliorer la résolution spatiale, ils sont précédés de 3 couches de détecteurs au silicium (1 mesure ϕ et 2 mesurent θ , SLUM [7] sur la figure 2.3). Ces détecteurs sont notamment utilisés pour compter le nombre de diffusion Bhabha à bas angle pour la détermination de la luminosité (cf. section 1.2)

2.4.2 Les ALR

Description

Les ALR [8][18] (Active Lead Rings, Figure 2.20) sont des calorimètres à échantillonnage qui couvrent les régions $3.9^\circ \leq \theta \leq 9^\circ$ et $171^\circ \leq \theta \leq 176.1^\circ$ (Fig. 2.3). Ils ont été construits dans notre laboratoire et leur fonctionnement reste de notre responsabilité. Ils sont constitués de couches de plomb dans



IPN LYON 11/94

FIG. 2.20 – Schéma des ALR et des couches de scintillateurs en ϕ et en θ .

lesquelles se développent les gerbes et de couches de scintillateurs pour la mesure de l'énergie et de la position de la gerbe.

Un ALR contient 5 couches de scintillateurs (Fig 2.20) : 3 segmentées en ϕ et 2 en θ . Les couches en ϕ font 1 cm d'épaisseur et sont divisées en 16 secteurs (chacun couvrant donc 22.5°). Chacun de ces secteurs est un scintillateur de forme trapézoïdale lu par 2 photodiodes collées sur leur bord extérieur. Les 3 couches en ϕ sont décalées les unes par rapport aux autres afin d'obtenir une segmentation globale en ϕ de 7.5° . La mesure de la position en ϕ se fait par reconstruction du centre de gravité de l'énergie déposée. Pour les électrons, la résolution obtenue est d'environ 1.3° .

La segmentation en θ est réalisée par 2 couches de scintillateurs de 14.7 mm d'épaisseur. Une couche en θ est composée de 5 anneaux concentriques. Chaque anneau est formé de 2 scintillateurs semi-circulaires lus par photodiodes aux 2 extrémités. La résolution en θ obtenue est d'environ 0.2° . Les deux couches en θ sont décalées pour couvrir les espaces morts introduits par les photodiodes.

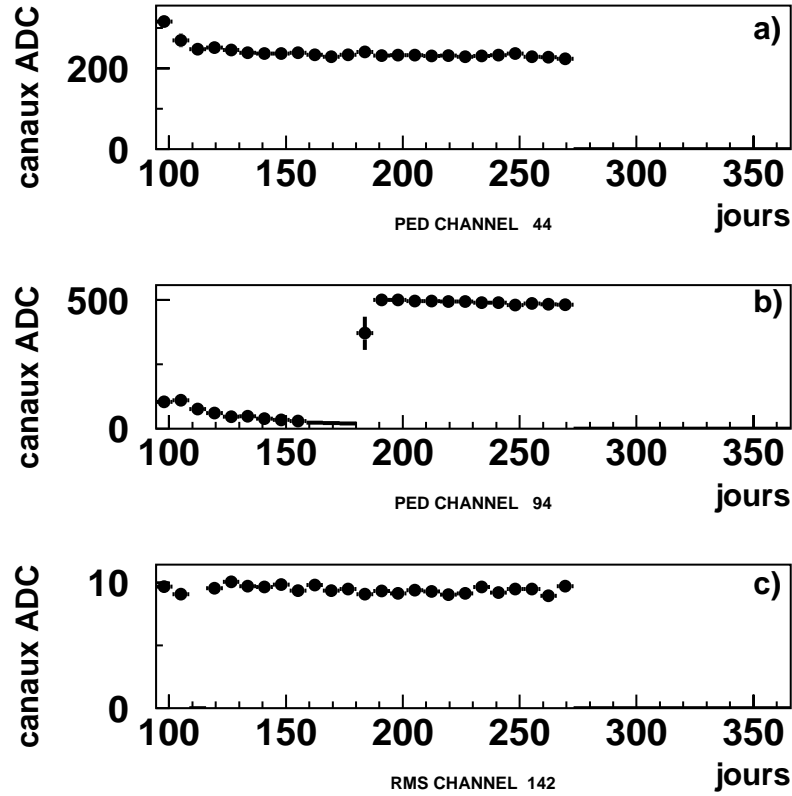


FIG. 2.21 – Évolution au cours de l'année 1999 (les jours sont comptabilisés à partir du 1 janvier 1999) a) et b) des piédestaux de 2 canaux et c) du bruit mesuré d'un canal. Le canal du graphique b) a nécessité une intervention.

Évolution avec le temps

La lecture des signaux des ALR se fait à l'aide de 196 chaînes d'électronique qui aboutissent à une valeur digitalisée de l'énergie déposée dans les scintillateurs. L'électronique associée est identique à celle utilisée pour le BGO. 96 chaînes servent à la lecture des couches en ϕ , 80 à la lecture des couches en θ , 8 sont reliées à une photodiode non collée sur un scintillateur et 12 ne sont reliées à rien. Les chaînes non reliées à un scintillateur permettent un diagnostic en cas d'éventuelle anomalie du détecteur.

Lors de son fonctionnement, les canaux de lecture du détecteur ont un piédestal qui varie avec le temps (Fig 2.21a et b). Cette lente dérive nécessite une mesure quotidienne des piédestaux. Ces derniers ne doivent pas des-

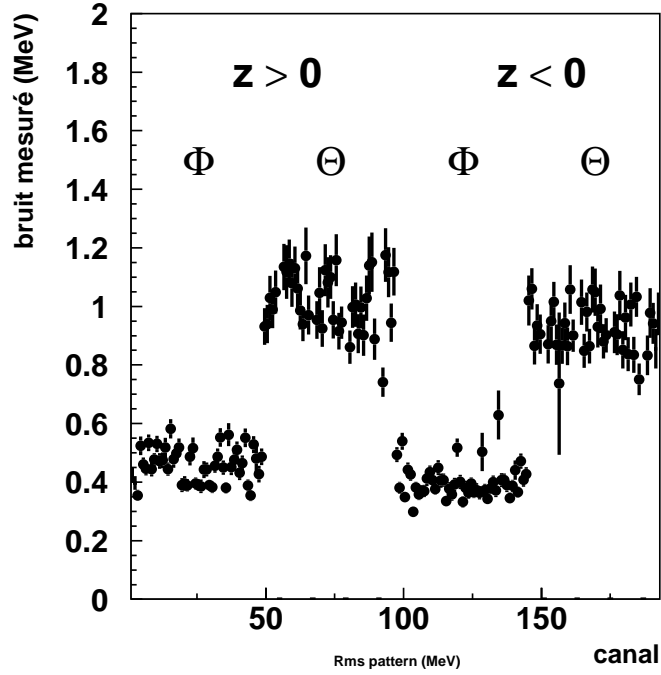


FIG. 2.22 – *Distribution du bruit mesuré en MeV pour l'ensemble des canaux des ALR.*

cendre au-dessous de 0 pour que les mesures d'énergie soient précises. Si des piédestaux menacent de devenir négatif, une modification des réglages des chaînes d'électronique en cause est effectuée lors d'une intervention auprès du détecteur.

Le bruit mesuré est stable en fonction du temps (Fig 2.21c) et correspond à environ 10 canaux d'ADC, soit, en terme d'énergie déposée, 0.5 MeV pour les couches en ϕ et 1 MeV pour les couches en θ (Fig 2.22). Cette différence entre les 2 types de couches résulte de la géométrie des scintillateurs qui assure une meilleure collecte de lumière pour les couches en ϕ . Ainsi, pour une couche en ϕ , le nombre d'électrons obtenus dans les photodiodes est d'environ 3600 par MeV déposé alors que pour une couche en θ , il n'est que très légèrement supérieur à 1000.

Résolution en énergie

Le développement d'une gerbe électromagnétique de haute énergie est caractérisé par un grand dépôt d'énergie réparti sur un petit nombre de

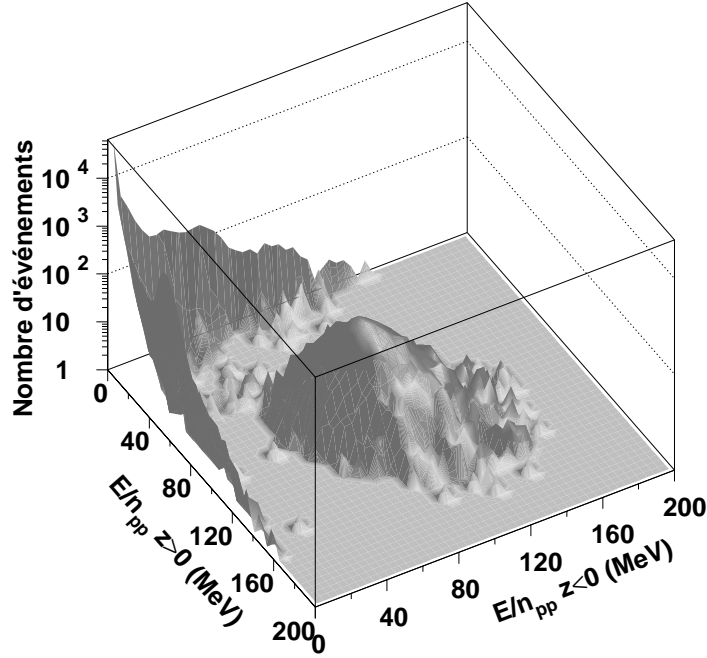


FIG. 2.23 – Distribution de $\left(\frac{E}{n_{pp}}\right)_{z>0}$ en fonction de $\left(\frac{E}{n_{pp}}\right)_{z<0}$ pour les premiers 2.26pb^{-1} collectés à $\sqrt{s} = 192\text{ GeV}$.

canaux. Le rapport $\frac{E}{n_{pp}}$ de l'énergie E déposée sur le nombre n_{pp} de canaux où de l'énergie a été déposée est grand dans le cas d'une gerbe électromagnétique. Pour tout type de bruit électronique, ce rapport a une valeur faible.

Un événement Bhabha dans les ALR produit une gerbe électromagnétique de haute énergie dans les 2 ALR (i.e. côté $z < 0$ et côté $z > 0$). Un événement Bhabha est donc caractérisé par une valeur élevée du rapport $\frac{E}{n_{pp}}$ dans chacun des 2 ALR. La figure 2.23 montre la distribution des rapports $\left(\frac{E}{n_{pp}}\right)_{z>0}$ et $\left(\frac{E}{n_{pp}}\right)_{z<0}$. On distingue clairement un amas d'événements pour des $\frac{E}{n_{pp}}$ élevés de chaque côté.

En ne sélectionnant que des événements ayant $\frac{E}{n_{pp}} > 40\text{ MeV}$ de chaque côté, on sélectionne les Bhabhas. Le spectre en énergie déposée dans un ALR par ces événements Bhabha est représenté sur la figure 2.24. La largeur de la gaussienne de ce spectre est une mesure de la résolution en énergie des ALR. Cette résolution est de 15%. Les mêmes événements servent à déterminer les résolutions angulaires. Elles sont de 2° en ϕ et de 0.2° en θ .

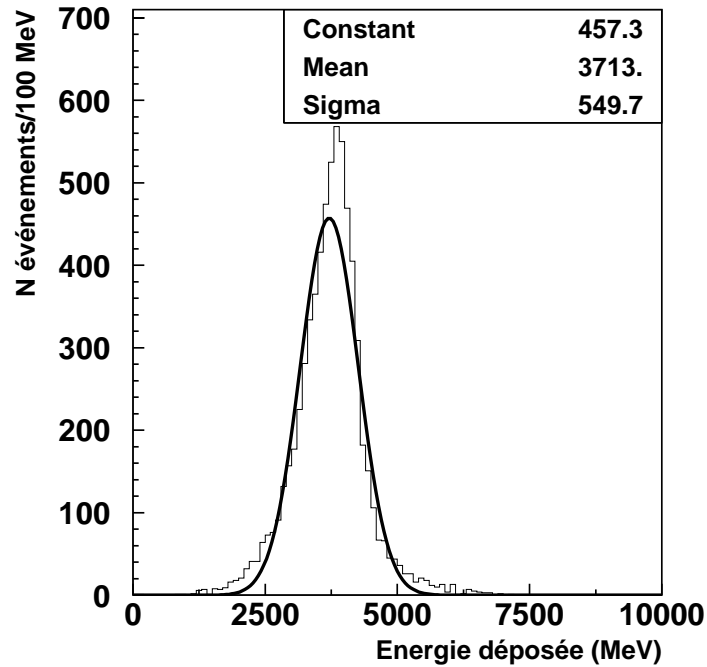


FIG. 2.24 – Distribution de l'énergie déposée par un électron provenant des événements bhabha sélectionnés pour les premiers 2.26pb^{-1} collectés à $\sqrt{s} = 192\text{ GeV}$.

2.5 Déclenchement

A chaque croisement de faisceau, il faut décider si l'événement doit être enregistré ou pas. Cette décision est prise par un système de déclenchement à 3 niveaux [4][19]. Ce système fait passer le taux d'événements de 45 kHz au niveau des collisions à quelques Hz au niveau de l'enregistrement.

2.5.1 Déclenchement niveau 1

Un croisement de faisceau a lieu toutes les $22\mu\text{s}$. Pendant cet intervalle de temps, le déclenchement de niveau 1 décide si l'événement doit être enregistré. Dans la négative, tous les systèmes sont réinitialisés en vue du prochain croisement de faisceaux. Dans l'affirmative, les données du détecteur sont numérisées et stockées. Cette opération entraîne un temps mort de 2,5 ms pendant lequel le détecteur est indisponible pour les autres croisements.

Pour limiter au maximum les temps morts associés à la lecture des données

du détecteur, l'essentiel de la réduction du taux d'événements est assuré par le niveau 1. En effet, la fréquence maximale admissible d'événements sélectionnés par le niveau 1 est de 25 Hz : au delà, certaines mémoires du système de lecture s'engorgent et les détecteurs sont obligés d'attendre la libération de ces mémoires pour transmettre leurs données. Ces temps d'attente sont des temps morts supplémentaires qui font chuter l'efficacité de l'acquisition de plusieurs dizaines de pourcent.

Le déclenchement de niveau 1 est formé de plusieurs composantes. Ces dernières sont associées à des sous détecteurs ou à des canaux de physique. Leurs décisions se font à partir de données partielles issues du détecteur. Les déclenchements principaux sont :

- Le déclenchement en énergie [20] concerne les dépôts d'énergie dans les calorimètres. L'information reçue est regroupée en 512 canaux pour le BGO et en 384 canaux pour le HCAL. C'est le principal système de déclenchement pour les photons.
- le déclenchement TEC [21] recherche des traces issues du point d'interaction en comparant les traces trouvées à des traces de référence. A ce niveau, un secteur de la TEC est divisé en une matrice de 14 (direction r) x 4 (plan $r\phi$) blocs. Les traces y sont définies en terme de blocs touchés.
- Le déclenchement muon [22] cherche des traces dans les chambres à muons en coïncidence avec des scintillateurs touchés.
- Le déclenchement multiplicité [4] si au moins 5 scintillateurs sont touchés dans une fenêtre de 30 ns.

D'autres déclenchements sont utilisés. Parmi eux, le déclenchement luminosité qui cherche la présence d'un dépôt d'énergie de plus de 20 GeV dans chacun des LUMI. Le déclenchement beam-gate est allumé aléatoirement lors des croisements de faisceaux. Les événements enregistrés grâce à ce déclenchement servent à contrôler le comportement du système de déclenchement et à étudier les bruits du détecteur.

2.5.2 Le déclenchement énergie

Le déclenchement énergie [4][20][19] est un élément du système de déclenchement de niveau 1. Il juge l'intérêt d'un événement à partir de l'énergie

déposée dans le BGO et le HCAL. Il est le résultat du ou logique de plusieurs sous-éléments. Parmi eux, notons :

- Les déclenchements énergie totale : Au nombre de 4 (BGO , BGO tonneau, BGO+HCAL et BGO+HCAL tonneau), ils s'allument si l'énergie déposée dépasse un certain seuil. Pour le déclenchement BGO seul, ce seuil est à 30 GeV
- les déclenchements clusters : Ils cherchent des dépôts d'énergie localisés dépassant un certain seuil. Un déclenchement cherche des dépôts dans le BGO seul et un autre dans l'ensemble BGO+HCAL. Les seuils de ces déclenchements sont inférieurs à ceux des déclenchement énergie totale. Ce seuil est de 6 GeV pour le BGO. Si De plus, une trace TEC coïncide avec le dépôt d'énergie, les seuils sont abaissés.
- le déclenchement hit : Il s'allume si il y au moins 2 dépôts d'énergie de plus de 5 GeV.
- déclenchement photon unique : Uniquement défini dans le tonneau, il s'allume si l'énergie d'un dépôt du BGO représente au moins 80 % de l'énergie déposée dans le BGO. Le seuil de ce déclenchement est de 1.5 GeV.

2.5.3 Déclenchement niveaux 2 et 3

Lorsque le déclenchement de niveau 1 est positif, en parallèle avec la lecture des données, le traitement par le niveau 2 [19][23] du déclenchement s'effectue. Cette opération prend environ $500\mu s$. En cas de réponse positive du niveau 2, le niveau 3 [24] rassemble l'ensemble des données numérisées et les utilise pour décider si l'événement doit être sauvegardé pour les analyses. Celui-ci, outre le temps de décision encore plus long, a accès à toute l'information issue du détecteur. Ces 2 niveaux de déclenchement servent à rejeter les événements dus au bruit électronique du détecteur ou aux bruits physiques liés au détecteur (activité de l'uranium du calorimètre hadronique), au faisceau (radiation synchrotron, interaction faisceau-gaz résiduel, faisceau-tube) et au milieu extérieur (rayonnement cosmique). Seuls les événements n'ayant allumé qu'un seul des 4 déclenchements principaux du niveau 1, peuvent être éventuellement rejetés par le niveau 2.

Chapitre 3

Traitement informatique des données

3.1 La reconstruction

Les données numérisées de chacun des canaux de tous les sous-détecteurs sont prises en charge par un programme dit de reconstruction. Avec les constantes de calibration stockées dans des bases de données, ce programme interprète les données en terme de traces dans la TEC et les chambres à muons et de dépôts d'énergie dans les calorimètres. C'est ce programme qui notamment définit les bumps et clusters du BGO. Il calcule aussi toutes les grandeurs associées aux objets qu'il reconstruit comme l'énergie des dépôts, l'impulsion des traces ou le χ^2 des bumps. Il corrèle aussi les objets reconstruits dans les différents sous-détecteurs en vue de l'identification des particules. Enfin, il étiquette les événements selon certains canaux de physiques prédéfinis (photon unique, WW, $q\bar{q}$, bhabha, ...). L'ensemble des variables ainsi calculées est enregistré sur des disques et des bandes magnétiques.

3.2 La simulation

Pour pouvoir comparer les données expérimentales avec les prédictions théoriques, il faut simuler les processus de physique. Ceci se fait en 2 étapes.

La première, appelée génération, simule le processus $e^+e^- \rightarrow$ état final. A la fin de cet étape, on dispose d'une liste d'événements qui pour chacun d'eux contient la nature, le quadri-vecteur énergie-impulsion et les coordonnées du point de création de chacune des particules de l'état final.

La deuxième étape simule la réponse du détecteur aux particules produites par le programme de génération. Pour chaque événement généré, un

programme dit de simulation propage chacune des particules de l'état final en reproduisant les ionisations dans les chambres à traces, les développements de gerbes dans les calorimètres et les désintégrations des particules instables. Ce programme simule aussi la numérisation des données. Il est basé sur les bibliothèques GEANT [25] pour l'ensemble du détecteur et GHEISHA [26] pour les interactions dans le calorimètre hadronique.

A la sortie du programme de simulation, chaque événement généré a été traduit en un ensemble de données au format identique à celles qui sont fournies par le détecteur. Ces données sont ensuite injectées dans le programme de reconstruction. A ce moment là, on peut associer une date aux événements générés, de sorte que, lors de la reconstruction des événements simulés, les effets de détecteur dépendant du temps soient pris en compte.

Il est à noter que si une particule est susceptible de traverser des détecteurs, elle doit impérativement être prise en charge par le programme de simulation. La désintégration des particules ayant une durée de vie suffisamment courte pour se désintégrer dans le tube à vide est généralement faite par le programme de génération.

Deuxième partie

Aspects théoriques

Chapitre 4

Images de la théorie quantique des champs

Le but de ce chapitre est de fournir un aperçu intuitif des phénomènes décrits par la théorie quantique des champs. Une approche plus complète et plus mathématique se trouve dans [27] et [28].

4.1 Qu'est-ce qu'un champ quantique?

Tout d'abord, un champ est un ensemble de grandeurs définies en chaque point de l'espace-temps. Par exemple le déplacement $\Phi(x, t)$ d'une corde de guitare par rapport à sa position d'équilibre (Figure 4.1).

La description quantique de cette corde est similaire à celle d'un corpuscule matériel. En Mécanique classique, un corpuscule est repéré à un instant t par ses coordonnées $\vec{r} = (x, y, z)$. En mécanique quantique, les grandeurs

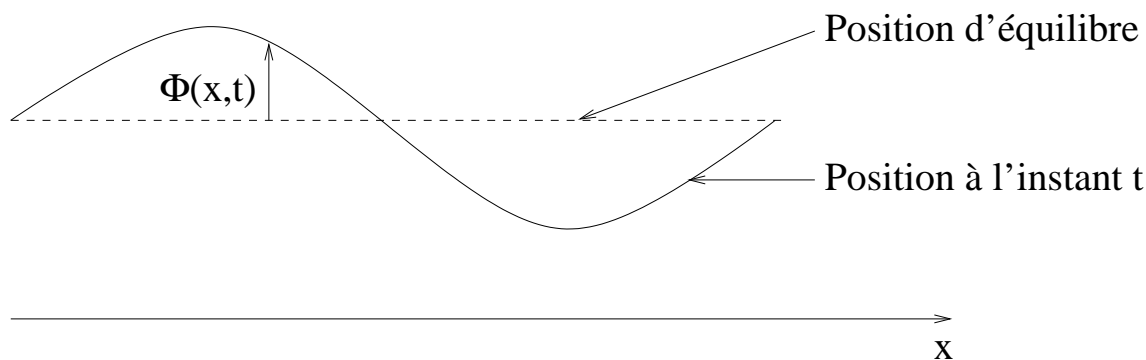


FIG. 4.1 – Exemple de champ : déplacement $\Phi(x, t)$ par rapport à sa position d'équilibre d'une corde fixée à ses extrémités.

physiques sont décrites par des opérateurs agissant sur les états quantiques du système. Pour le corpuscule matériel, la description de cet état se fait à l'aide d'une fonction d'onde $\psi(\vec{r})$ ou de manière équivalente par un vecteur $|\psi\rangle$ dans un espace de Hilbert. Le passage d'une représentation à l'autre se fait par l'intermédiaire des vecteurs propres de l'opérateur position \vec{R}_{op} , $\psi(\vec{r}) = \langle \vec{r} | \psi \rangle$ où $|\vec{r}\rangle$ vérifie : $X_{\text{op}}|\vec{r}\rangle = x|\vec{r}\rangle$, $Y_{\text{op}}|\vec{r}\rangle = y|\vec{r}\rangle$ et $Z_{\text{op}}|\vec{r}\rangle = z|\vec{r}\rangle$.

Le repérage classique de la corde de guitare n'est pas $\vec{r} = (x, y, z)$ mais le champ $\Phi(x)$. Quantiquement, son état est décrit par une fonctionnelle $\psi[\Phi]$ ou par un vecteur $|\psi\rangle$ [27]. Le lien entre les deux représentations se fait à l'aide des vecteurs propres des opérateurs de champs $\Phi_{\text{op}}(x) : \psi[\Phi] = \langle \Phi | \psi \rangle$ où $|\Phi\rangle$ est tel que $\Phi_{\text{op}}(x)|\Phi\rangle = \Phi(x)|\Phi\rangle$. Le formalisme de la mécanique quantique se transpose directement. Ainsi, l'équation de Schrödinger s'écrit :

$$H\psi[\Phi, t] = i \frac{\partial \psi[\Phi, t]}{\partial t}$$

où H est l'opérateur Hamiltonien.

4.2 Aspect corpusculaire du champ quantique

A la différence d'un corpuscule matériel, un champ possède des modes propres de vibrations. Pour un champ associé à une particule, ces modes propres sont les ondes planes. A chacun de ces modes propres est associé une énergie E proportionnelle à la fréquence ν et une impulsion \vec{P} proportionnelle au vecteur d'onde \vec{k} . L'état quantique du champ peut se décomposer sur la base suivante :

$$|n_{k_1}, n_{k_2}, \dots, n_{k_i}, \dots\rangle$$

où n_{k_i} est le nombre de fois où le mode propre (ν_i, \vec{k}_i) est excité. Pour un champ de bosons, les n_{k_i} sont des entiers positifs ou nuls. Pour un champ de fermions, les n_{k_i} valent 0 ou 1. Cette description est à rapprocher de la description classique du champ dans l'espace de Fourier. L'aspect corpusculaire vient de ce que chaque excitation d'un mode propre peut se voir comme l'existence d'une particule ayant l'énergie-impulsion associée.

4.3 Les interactions du champ

Prenons l'exemple d'un champ associé à des particules de masse M , i.e. un champ dont les modes propres d'excitation vérifient la relation de dispersion $E^2 - \vec{P}^2 = M^2$ où E est l'énergie et \vec{P} l'impulsion du mode propre. Je représente l'évolution de cette excitation par un trait (Figure 4.2). Supposons que les



FIG. 4.2 – Représentation de la propagation d'un mode propre du champ.

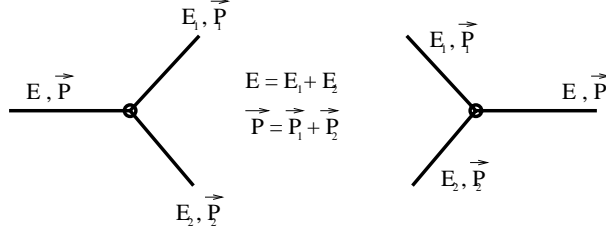


FIG. 4.3 – Représentation des interactions du champ : à gauche, fission d'un mode propre en 2 modes propres, à droite, fusion de 2 modes propres en un seul.

interactions de ce champ soient celles de la Figure 4.3. Sur cette Figure le diagramme de gauche représente la scission d'un mode propre en 2 modes propres, le diagramme de droite représente la fusion de 2 modes propres en un seul. Dans une description en terme de particules, on dit que les interactions sont à 3 particules.

Classiquement l'interaction du diagramme de gauche se déroulerait comme suit : l'onde (E, \vec{P}) disparaît progressivement et transfère son énergie et impulsion aux ondes (E_1, \vec{P}_1) et (E_2, \vec{P}_2) qui apparaissent progressivement. L'interaction quantique est totalement différente : l'onde (E, \vec{P}) se propage sans atténuation. A un instant, il y a interaction : l'onde (E, \vec{P}) disparaît et les ondes (E_1, \vec{P}_1) et (E_2, \vec{P}_2) apparaissent puis se propagent sans se modifier.

Considérons maintenant le processus de la Figure 4.4. Lors de ce pro-

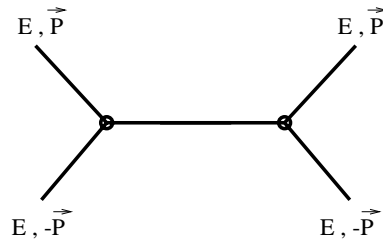


FIG. 4.4 – Processus de diffusion de 2 modes propres avec 2 interactions. L'état intermédiaire est un état virtuel.

cessus, le champ est passé par un état intermédiaire qui est une onde plane d'énergie $2E$ et d'impulsion nulle. Cet état ne fait pas partie des états initiaux et finals possibles ; il est appelé virtuel. Un tel état ne peut exister que

pendant un temps fini. De plus, il n'est pas orienté dans le temps : l'évolution de cet état dépend à la fois de son passé et de son futur. Mathématiquement, cela se traduit dans la propagation de l'onde plane virtuelle par l'utilisation d'une combinaison d'une fonction de Green avancée et d'une fonction de Green retardée. D'un point de vue ondulatoire, l'espace-temps apparaît opaque aux modes virtuels. Ces états virtuels sont donc un analogue quantique d'une onde classique amortie. Une caractéristique de ces modes virtuels est que leur masse est différente de M . La masse du champ apparaît donc comme un paramètre permettant de caractériser les excitations du champ pour lesquelles l'espace-temps est transparent.

4.4 Diagrammes de Feynman et Lagrangien

Les diagrammes comme celui de la Figure 4.4 appelés diagrammes de Feynman permettent de calculer les amplitudes de probabilité $\langle f|S|i\rangle$ de passer d'un état initial $|i\rangle$ à un état final $|f\rangle$ avec S , la "matrice S ". Pour ce faire, on assemble en diagramme les éléments de base : propagateur (Figure 4.2) et vertex (Figure 4.3). Le vertex caractérise une interaction. A chaque élément de base est associé un facteur mathématique (nombre complexe, spineur, vecteur, matrice, ...). L'amplitude de probabilité correspondant à un diagramme comme celui de la Figure 4.4 s'obtient en multipliant dans le bon ordre tous les facteurs mathématiques des éléments de base.

Cette méthode est particulièrement adaptée quand les interactions sont faibles. L'amplitude de probabilité $\langle f|S|i\rangle$ pour passer de $|i\rangle$ à $|f\rangle$ peut s'écrire :

$$\langle f|S|i\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} \langle f|S_n|i\rangle$$

où $\langle f|S_n|i\rangle$ est l'amplitude de probabilité de passer de $|i\rangle$ à $|f\rangle$ en subissant exactement n interactions. Elle est la somme des amplitudes des diagrammes de Feynman à n vertex. Si l'interaction est faible, les $\langle f|S_n|i\rangle$ deviennent négligeables quand n augmente.

Les éléments de base des diagrammes et leur facteur mathématique associé peuvent se déduire du Lagrangien du système. Les termes de propagateurs se déduisent des termes du Lagrangien quadratiques dans les champs. Les termes d'ordre supérieur ou égal à 3 concernent les vertex d'interactions. Par exemple, si on a 2 champs A et B et que le Lagrangien contient un terme en A^2B , cela signifie qu'on peut avoir des interactions mettant en jeu une vibration propre de B et 2 vibrations propres de A . Cela se traduira par

un diagramme comme celui de la Figure 4.5 où le trait plein représente le propagateur de B et les traits pointillés celui de A.

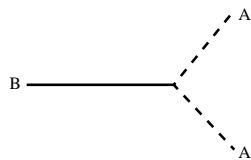


FIG. 4.5 – *Représentation graphique du terme du lagrangien en A^2B c'est à dire de l'interaction entre 1 mode propre du champ B et 2 modes propres du champ A.*

Chapitre 5

Théorie de jauge

Une théorie de jauge [29] permet de concevoir des objets ayant une structure globale mais interagissant de manière locale. Pour une même structure globale, il y a plusieurs descriptions locales possibles. Le passage d'une description à une autre est appelé transformation de jauge.

5.1 Géométrie d'une surface

La description locale de la géométrie d'une surface est liée à la forme globale de la surface. Pour se repérer sur la surface, il suffit d'avoir 2 ensembles de courbes A et B qui couvrent localement la surface. Dans le cas de la sphère par exemple, A peut être l'ensemble des méridiens et B l'ensemble des parallèles. A chaque point M de la surface existe un plan tangent à la surface. De plus au point M se croisent une courbe de l'ensemble A et une courbe de l'ensemble B. On choisit comme base de projection des vecteurs dans le plan tangent en M, les vecteurs unitaires tangents aux courbes de repérage en M : $\vec{e}_A(M)$ et $\vec{e}_B(M)$ (Figure 5.1). De cette façon, on a associé un plan et une base à chaque point de la surface. De plus les vecteurs de base varient continûment avec le point M. Cela implique que si M et M+dM sont 2 points infiniment voisins, alors $\vec{e}_i(M + dM) - \vec{e}_i(M)$, avec $i \equiv A$ ou B, est infiniment petit.

Considérons un vecteur \vec{V} que l'on déplace sur la surface du point M au point M+dM. La variation de ce vecteur s'exprime par :

$$\begin{aligned}\Delta \vec{V} &= \vec{V}(M + dM) - \vec{V}(M) \\ &= V^i(M + dM)\vec{e}_i(M + dM) - V^i(M)\vec{e}_i(M) \\ &= \Delta V^i\vec{e}_i(M) + V^i(M)\Delta \vec{e}_i\end{aligned}$$

où les indices répétés sont sommés. Les $V^i(M)$ sont les composantes contra-

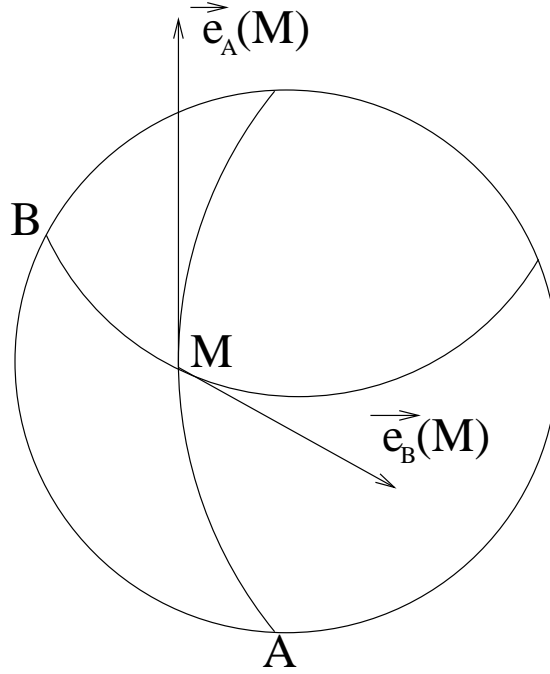


FIG. 5.1 – Le repérage sur une surface courbe se fait à l'aide de 2 ensembles de courbes A et B. A chaque point M de la surface une courbe de A et une courbe de B se croisent. Leurs vecteurs tangents $\vec{e}_A(M)$ et $\vec{e}_B(M)$ sont une base du plan tangent à la surface en M.

variantes de $\vec{V}(M)$. En posant $d\vec{M} = dx^i \vec{e}_i$, où $d\vec{M}$ est le vecteur reliant M à $M + dM$, on obtient :

$$\Delta V^i = \frac{\partial V^i}{\partial x_j} dx^j = \partial_j V^i dx^j$$

$\Delta \vec{e}_i$ peut se projeter sur la base $\{\vec{e}_i(M)\}$ et est linéaire dans les dx^j du fait de la continuité des vecteurs $\vec{e}_i(M)$ avec M. On peut donc écrire :

$$\Delta \vec{e}_i = \Gamma_{ij}^k(M) dx^j \vec{e}_k(M)$$

et donc

$$\Delta \vec{V} = (\partial_j V^k + \Gamma_{ij}^k V^i) dx^j \vec{e}_k(M)$$

Les grandeurs Γ_{ij}^k permettent de relier les bases de 2 points voisins. On définit la dérivée covariante D_j selon une direction j comme :

$$\Delta V^k = D_j V^k dx^j$$

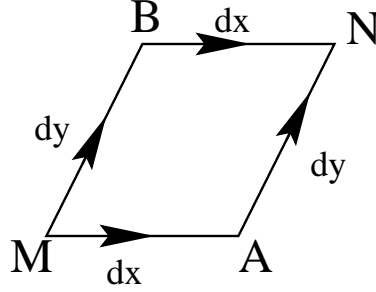


FIG. 5.2 – La variation d'un vecteur au cours d'un déplacement dépend du chemin suivi.

soit

$$D_j V^k = \partial_j V^k + \Gamma_{ij}^k V^i$$

Considérons maintenant le déplacement d'un vecteur \vec{V} d'un point M à un point N par 2 chemins infinitésimaux différents (Voir Figure 5.2).

En passant par A, on a :

$$\begin{aligned} V^k(N)|_{\text{chemin A}} &= V^k(A) + D_y V^k(A) dy \\ &= V^k(M) + D_x V^k(M) dx + D_y V^k(M) dy + \\ &\quad D_y D_x V^k(M) dy dx \end{aligned}$$

De même, en passant par B :

$$\begin{aligned} V^k(N)|_{\text{chemin B}} &= V^k(B) + D_x V^k(B) dx \\ &= V^k(M) + D_y V^k(M) dy + D_x V^k(M) dx + \\ &\quad D_x D_y V^k(M) dx dy \end{aligned}$$

La différence entre les 2 chemins est :

$$\begin{aligned} \Delta V_{AB}^k &= V^k(N)|_{\text{chemin A}} - V^k(N)|_{\text{chemin B}} \\ &= [D_y, D_x] V^k(M) dx dy \end{aligned}$$

Si le commutateur des dérivées covariantes n'est pas nul, les variations d'un vecteur dépendent du chemin suivi. C'est une caractéristique des surfaces courbes. En fait le commutateur des dérivées covariantes est relié à la courbure de la surface.

5.2 Théorie de jauge

D'un point de vue géométrique, une théorie de jauge [29] a beaucoup de points communs avec des vecteurs se promenant sur une surface. Dans

la section précédente, on a associé à chaque point de la surface, un espace vectoriel à 2 dimensions - le plan tangent - dans lequel on a considéré des vecteurs. Mais il est aussi possible d'associer un espace vectoriel de dimension n à chaque point de la surface, on parle alors d'espace fibré sur la surface. Chacun de ces espaces associés "tangents" est appelé une fibre. Les vecteurs de ces fibres sont repérés à l'aide de n vecteurs de base variant continûment avec les points de la surface. Cette procédure permet de définir le cadre géométrique d'une théorie de jauge sur la surface.

Dans le cadre de la physique des particules, la "surface" que l'on considère est l'espace-temps de Minkowski. A chaque point x de l'espace-temps, on associe comme fibre, un espace vectoriel complexe de dimension n . Les changements de base dans cet espace forment un groupe de Lie G . Ce groupe est un sous groupe¹ du groupe $GL(n, \mathbb{C})$ des changements de base dans un espace vectoriel dimension n . Le groupe G caractérise la théorie de jauge. On considère des vecteurs $\vec{\phi}(x)$ dans ces fibres :

$$\vec{\phi}(x) = \phi^a(x) \vec{e}_a(x)$$

Les $\phi^a(x)$, $a = 1 \cdots n$, sont les composantes contravariantes du vecteur $\vec{\phi}(x)$.

Dans la suite, il apparaîtra 3 types d'indices : les lettres grecques correspondront aux indices de quadrivecteurs de Lorentz. Les lettres du début de l'alphabet (a, b, c, \dots) correspondront aux composantes des vecteurs des fibres. Les lettres de la fin de l'alphabet (r, s, t, \dots) correspondront aux composantes des éléments des algèbres de Lie.

Lors d'un déplacement de x à $x + dx$, $\vec{\phi}(x)$ varie selon :

$$\Delta \vec{\phi}(x) = \vec{\phi}(x + dx) - \vec{\phi}(x) = \partial_\mu \phi^a(x) dx^\mu \vec{e}_a(x) + \phi^a(x) \Delta \vec{e}_a(x)$$

où :

$$\Delta \vec{e}_a(x) = \Gamma_{a\mu}^b(x) dx^\mu \vec{e}_b(x)$$

Ce qui permet de définir la dérivée covariante D_μ par :

$$\Delta \phi^a(x) = D_\mu \phi^a(x) dx^\mu$$

soit :

$$D_\mu \phi^a(x) = \partial_\mu \phi^a(x) + \Gamma_{b\mu}^a(x) \phi^b(x)$$

soit :

$$D_\mu \begin{pmatrix} \phi^1(x) \\ \vdots \\ \phi^n(x) \end{pmatrix} = \partial_\mu \begin{pmatrix} \phi^1(x) \\ \vdots \\ \phi^n(x) \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \Gamma_{1\mu}^1(x) & \cdots & \Gamma_{n\mu}^1(x) \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \Gamma_{1\mu}^n(x) & \cdots & \Gamma_{n\mu}^n(x) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi^1(x) \\ \vdots \\ \phi^n(x) \end{pmatrix}$$

1. Par exemple, les spineurs à 2 dimensions ont leurs changements de base régis par le groupe $SU(2)$, sous groupe de $GL(2, \mathbb{C})$.

soit :

$$D_\mu \phi(x) = \partial_\mu \phi(x) + \Gamma_\mu(x) \phi(x)$$

où :

$$\phi(x) = \begin{pmatrix} \phi^1(x) \\ \vdots \\ \phi^n(x) \end{pmatrix} \quad (5.1)$$

et :

$$\Gamma_\mu(x) = \begin{pmatrix} \Gamma_{1\mu}^1(x) & \cdots & \Gamma_{n\mu}^1(x) \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \Gamma_{1\mu}^n(x) & \cdots & \Gamma_{n\mu}^n(x) \end{pmatrix}$$

$\Gamma_\mu(x)$ est un opérateur qui agit sur les vecteurs de la fibre et qui intervient dans des transformations infinitésimales (celles associées aux déplacements infinitésimaux dans l'espace-temps), c'est donc un élément de l'algèbre de Lie associée au groupe G .

Un ingrédient supplémentaire est nécessaire : la possibilité pour 2 vecteurs de la fibre d'avoir une sensibilité différente aux actions des éléments du groupe G . Cette sensibilité est caractérisée par un nombre, noté e , qui va pondérer les transformations de G . Dans le cas du vecteur $\phi(x)$, cela implique que Γ_μ est proportionnel à e : on pose $\Gamma_\mu = eA_\mu$ où A_μ est appelé le potentiel ou champ de Yang-Mills. Dès lors :

$$D_\mu \phi(x) = \partial_\mu \phi(x) + eA_\mu(x) \phi(x)$$

Dans la section précédente, la courbure de la surface se manifestait par le fait que les variations des vecteurs lors du passage d'un point à un autre dépendaient du chemin suivi. Ce fait se traduisait par $[D_\mu, D_\nu] \neq 0$. Dans une théorie de jauge, il en est exactement de même : le commutateur des dérivées covariantes va caractériser localement la structure géométrique de la théorie de jauge basée sur le potentiel de jauge A_μ qui impose la structure géométrique de l'ensemble des fibres. On a :

$$[D_\mu, D_\nu] = e(\partial_\mu A_\nu) - e(\partial_\nu A_\mu) + e^2[A_\mu, A_\nu] \equiv eF_{\mu\nu}$$

$F_{\mu\nu}$ est appelé le tenseur de jauge. Il prend, tout comme A_μ ses valeurs dans l'algèbre de Lie de G . Il contient les caractéristiques de la structure géométrique globale des fibres.

5.3 Lagrangien et particules

Pour une théorie de champs, on va considérer des champs $\vec{\phi}_I(x)$ de vecteurs des fibres. Le Lagrangien d'une théorie de jauge est de la forme :

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \mathcal{L}_0(\vec{\phi}_I, \partial_\mu \vec{\phi}_I)$$

où \mathcal{L}_0 est un scalaire de Lorentz et un invariant pour les transformations de jauge (changement de base dans les fibres). Comme $F_{\mu\nu}$ est un élément de l'algèbre de Lie de G , c'est en particulier un vecteur de cette algèbre. Le terme $F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$ est le produit scalaire du vecteur $F_{\mu\nu}$ par lui-même.

On peut réécrire ce Lagrangien à l'aide des vecteurs colonnes $\phi_I(x)$ des composantes contravariantes des vecteurs $\vec{\phi}_I(x)$ (Voir formule 5.1) :

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \mathcal{L}_0(\phi_I, D_\mu \phi_I)$$

Les champs des composantes contravariantes $\phi_I^a(x)$ sont associés aux particules de matière. La forme des interactions entre champs de matière $\phi_I^a(x)$ et champs de jauge $A_\mu(x)$ est fixée par la structure de la théorie de jauge du fait que les variations des $\phi_I^a(x)$ font intervenir la dérivée covariante D_μ qui contient les champs $A_\mu(x)$.

Chapitre 6

Le Modèle Standard

6.1 Structure de jauge du Modèle Standard

Dans le Modèle Standard [30], à chaque point x de l'espace sont associés non pas 1 mais 3 fibres (espaces vectoriels tangents). La première est à une dimension et les changements de base y sont régis par le groupe $U(1)$. Le potentiel de jauge qui lui est associé est noté $B_\mu(x)$. La seconde est de dimension 2 et les changements de base y sont régis par le groupe $SU(2)$. Le potentiel de jauge associé est noté $W_\mu(x)$: il s'agit d'un vecteur de l'algèbre de Lie de $SU(2)$ et il a par conséquent 3 composantes. Enfin, la troisième est un espace vectoriel de dimension 3. Les changements de base y sont régis par le groupe $SU(3)$. Le potentiel de jauge associé est noté $G_\mu(x)$. Ses 8 composantes sont appelées des gluons. A chacun de ces groupes est associé une charge différente.

Comme il y a plusieurs espaces tangents, on peut définir des produits tensoriels de vecteurs d'espaces différents. Un produit tensoriel d'un vecteur de l'espace à 1 dimension par un vecteur de l'espace à 2 dimensions sera appelé un tenseur de $U(1) \times SU(2)$ en référence aux groupes de changement de base de chaque espace. Les particules se rangent comme suit :

Les leptons de chiralité droite sont des vecteurs de $U(1)$. Les leptons de chiralité gauche sont des tenseurs de $SU(2) \times U(1)$. Les composantes $SU(2)$ de ces tenseurs sont le lepton chargé et son neutrino associé. Les quarks de chiralité droite sont des tenseurs de $SU(3) \times U(1)$. Les quarks de chiralité gauche sont des tenseurs de $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$. Les composantes $SU(2)$ de ces tenseurs sont les quarks de même génération.

Tous les fermions du modèle sont vecteurs de $U(1)$. Leur sensibilité relative aux transformations $U(1)$ appelée hypercharge est listée dans le tableau 6.1.

nom	symbole	représentation de $SU(3) \times SU(2)$	hypercharge
Fermions spin $\frac{1}{2}$			
leptons droits	$e_R^- \mu_R^- \tau_R^-$	1x1	-1
leptons gauches	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e_L^- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu_L^- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau_L^- \end{pmatrix}$	1x2	$-\frac{1}{2}$
quarks droits	$u_R^- c_R^- t_R^-$	3x1	$\frac{2}{3}$
	$d_R^- s_R^- b_R^-$	3x1	$-\frac{1}{3}$
quarks gauches	$\begin{pmatrix} u_L^- \\ d_L^- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_L^- \\ s_L^- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t_L^- \\ b_L^- \end{pmatrix}$	3x2	$\frac{1}{6}$
Bosons vecteurs spin 1			
B	B_μ	1x1	0
W	W_μ	1x3	0
gluon	\mathcal{G}_μ	8x1	0
Bosons scalaires spin 0			
Higgs	$\begin{pmatrix} H^+ \\ H^0 \end{pmatrix}$	1x2	$-\frac{1}{2}$

TAB. 6.1 – Liste des champs du Modèle Standard avec leur représentation dans $SU(3) \times SU(2)$ et leur hypercharge.

Outre les termes de jauge $-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$, le Lagrangien du Modèle Standard ne contient que des termes de la forme $\vec{\Psi}\gamma^\mu\partial_\mu\vec{\Psi}$ pour régir la dynamique des fermions. Exprimons ces termes à l'aide des composantes de A_μ et de $F_{\mu\nu}$ dans l'algèbre de Lie et des composantes contravariantes de $\vec{\Psi}$. Ici, A_μ désigne de manière générique les champs B_μ , W_μ et \mathcal{G}_μ . Dans l'algèbre de Lie, le potentiel $A_\mu(x)$ est un vecteur de composantes $A_\mu^r(x)$, $A_\mu(x) = A_\mu^r(x)t^r$ où $\{t^r\}$ est une base de l'algèbre de Lie. Les composantes de $F_{\mu\nu}$ sont :

$$F_{\mu\nu}^r = \partial_\mu A_\nu^r - \partial_\nu A_\mu^r + ef_{st}^r A_\mu^s A_\nu^t$$

où f_{st}^r sont les constantes de structure du groupe de Lie et e est la charge associée. Le terme $-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$ se réécrit donc :

$$-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} =$$

$$-\frac{1}{4} (\partial_\mu A_\nu^r - \partial_\nu A_\mu^r)(\partial^\mu A^{\nu r} - \partial^\nu A^{\mu r}) \quad (6.1)$$

$$-\frac{1}{2} ef_{st}^r A_\mu^s A_\nu^t (\partial^\mu A^{\nu r} - \partial^\nu A^{\mu r}) \quad (6.2)$$

$$-\frac{1}{4} e^2 (f_{st}^r f_{uv}^r A_\mu^s A_\nu^t A^{\mu u} A^{\nu v}) \quad (6.3)$$

Dans le cas général, il y a donc des interactions à 3 (équation (6.2)) et 4 (équation (6.3)) bosons de jauge. Dans le cas de U(1), il n'y a qu'une composante pour le potentiel

$$\Rightarrow -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} = -\frac{1}{4} (\partial_\mu B_\nu^r - \partial_\nu B_\mu^r) (\partial^\mu B^{\nu r} - \partial^\nu B^{\mu r})$$

Dans le cas de SU(2), les opérateurs W_μ peuvent se décomposer sur la base des matrices de Pauli [31] $\{t^r\} = \{\frac{\sigma^r}{2}\}$:

$$W_\mu = \frac{1}{2} W_\mu^1 \sigma^1 + \frac{1}{2} W_\mu^2 \sigma^2 + \frac{1}{2} W_\mu^3 \sigma^3$$

où

$$\sigma^1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \sigma^2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \sigma^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

soit :

$$W_\mu = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} W_\mu^3 & W_\mu^1 - i W_\mu^2 \\ W_\mu^1 + i W_\mu^2 & -W_\mu^3 \end{pmatrix}$$

Les constantes de structure du groupe sont $f_{st}^r = i\varepsilon_{str}$ où ε_{str} est le tenseur complètement antisymétrique avec $\varepsilon_{123} = 1$.

Dans le cadre de SU(3), le champ \mathcal{G}_μ peut se décomposer sur la base des matrices de Gell-Mann [31] $\{t^r\} = \{\frac{\lambda^r}{2}\}$:

$$\mathcal{G}_\mu = \sum_{s=1}^8 \mathcal{G}_\mu^s \frac{\lambda^s}{2}$$

où

$$\begin{aligned} \lambda^1 &= \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} & \lambda^2 &= \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} & \lambda^3 &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \\ \lambda^4 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} & \lambda^5 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix} \\ \lambda^6 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} & \lambda^7 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix} \\ \lambda^8 &= \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix} \end{aligned}$$

Les termes $\bar{\Psi}\gamma^\mu\partial_\mu\Psi$ se réécrivent :

$$\begin{aligned}\bar{\Psi}^a\gamma^\mu D_\mu\Psi^a &= \bar{\Psi}^a\gamma^\mu\partial_\mu\Psi^a + e\bar{\Psi}^a\gamma^\mu(A_\mu)_{ab}\Psi^b \\ &= \bar{\Psi}^a\gamma^\mu\partial_\mu\Psi^a + e\bar{\Psi}^a\gamma^\mu A_\mu^r(t^r)_{ab}\Psi^b\end{aligned}$$

Il en résulte des couplages mettant en jeu un boson de jauge et 2 fermions.

Le modèle ne contient aucun terme de masse ni pour les bosons de jauge ni pour les fermions car cela violerait la symétrie de jauge. Pour corriger ce défaut, on va introduire un ingrédient supplémentaire : le champ de Higgs.

6.2 Le mécanisme de Higgs

On introduit un nouveau champ complexe, le champ de Higgs \vec{H} tenseur de $U(1)\times SU(2)$, dont les composantes sont des scalaires de Lorentz [29]. Le terme cinétique

$$\frac{1}{2}\partial_\mu\vec{H}^*\partial^\mu\vec{H}$$

s'écrit

$$\frac{1}{2}D_\mu H^{a\dagger}D^\mu H^a$$

De plus, on ajoute un terme de potentiel $V = \mu^2\vec{H}\cdot\vec{H} + \lambda(\vec{H}\cdot\vec{H})^2$ avec $\mu^2 < 0$ et $\lambda > 0$. L'état fondamental correspond au minimum de V , c'est à dire pour $(\vec{H}\cdot\vec{H}) = \frac{-\mu^2}{2\lambda} \equiv \eta^2 > 0$.

Bien que le lagrangien soit invariant de jauge, l'état fondamental ne l'est pas : on a affaire à une brisure spontanée de symétrie.

Développons \vec{H} autour de son minimum :

$$H(x) = \begin{pmatrix} H^+(x) \\ H^0(x) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \eta + \frac{\sigma(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$$

En notant ig la sensibilité de H aux transformations de $SU(2)$ et $\frac{ig'}{2}$ sa sensibilité à $U(1)$, on obtient par développement :

$$\begin{aligned}D_\mu H &= D_\mu \begin{pmatrix} 0 \\ \eta + \frac{\sigma(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} = \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \partial_\mu\sigma \end{pmatrix} - \frac{ig'}{2}B_\mu \begin{pmatrix} 0 \\ \eta + \frac{\sigma}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \\ &\quad - \frac{ig}{2} \begin{pmatrix} (W_\mu^1 - iW_\mu^2)(\eta + \frac{\sigma}{\sqrt{2}}) \\ W_\mu^3(\eta + \frac{\sigma}{\sqrt{2}}) \end{pmatrix}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
D_\mu H^\dagger &= D_\mu \left(0 \quad \eta + \frac{\sigma(x)}{\sqrt{2}} \right) = \\
&\frac{1}{\sqrt{2}} \left(0 \quad \partial_\mu \sigma \right) + \frac{ig'}{2} B_\mu \left(0 \quad \eta + \frac{\sigma}{\sqrt{2}} \right) \\
&+ \frac{ig}{2} \left((W_\mu^1 + iW_\mu^2)(\eta + \frac{\sigma}{\sqrt{2}}) \quad W_\mu^3(\eta + \frac{\sigma}{\sqrt{2}}) \right) \\
\Rightarrow D_\mu H^\dagger D^\mu H &= \frac{1}{2} \partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma \\
&+ \frac{g'^2}{4} B_\mu B^\mu (\eta + \frac{\sigma}{\sqrt{2}})^2 \\
&+ \frac{g^2}{4} (W_\mu^1 W^{\mu 1} + W_\mu^2 W^{\mu 2} + W_\mu^3 W^{\mu 3}) (\eta + \frac{\sigma}{\sqrt{2}})^2 \\
&- \frac{gg'}{2} B_\mu W^{\mu 3} (\eta + \frac{\sigma}{\sqrt{2}})^2
\end{aligned}$$

Le terme $D_\mu H^\dagger D^\mu H$ contient donc des termes de masse pour les bosons de jauge :

$$\frac{g'^2 \eta^2}{4} B_\mu B^\mu + \frac{g^2 \eta^2}{4} (W_\mu^1 W^{\mu 1} + W_\mu^2 W^{\mu 2} + W_\mu^3 W^{\mu 3}) - \frac{gg' \eta^2}{2} B_\mu W^{\mu 3}$$

soit

$$\frac{g^2 \eta^2}{4} (W_\mu^1 W^{\mu 1} + W_\mu^2 W^{\mu 2}) + \frac{\eta^2}{4} (g W_\mu^3 - g' B_\mu) (g W^{\mu 3} - g' B^\mu)$$

en posant

$$Z_\mu = \cos \theta_W W_\mu^3 - \sin \theta_W B_\mu$$

avec

$$\sin \theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}$$

où θ_W est l'angle de Weinberg, on obtient :

$$\frac{g^2 \eta^2}{4} (W_\mu^1 W^{\mu 1} + W_\mu^2 W^{\mu 2}) + \frac{g^2 \eta^2}{4 \cos^2 \theta_W} Z_\mu Z^\mu$$

C'est à dire 3 champs massifs : 2 champs W^\pm de masse $M_W = \frac{g\eta}{\sqrt{2}}$ et 1 champ Z de masse $M_Z = \frac{g\eta}{\sqrt{2} \cos \theta_W}$. On a donc

$$M_Z = \frac{M_W}{\cos \theta_W}$$

Il reste un champ non massif

$$A_\mu = \sin \theta_W W_\mu^3 + \cos \theta_W B_\mu$$

associé au photon médiateur de l'interaction électromagnétique.

Le terme potentiel V se réécrit :

$$\begin{aligned} V &= \mu^2 \left(\eta + \frac{\sigma(x)}{\sqrt{2}} \right)^2 + \lambda \left(\eta + \frac{\sigma(x)}{\sqrt{2}} \right)^4 \\ &= -\lambda \eta^4 + 2\lambda \eta^2 \sigma + \sqrt{2} \lambda \eta \sigma^3 + \lambda \frac{\sigma^4}{4} \end{aligned}$$

Le boson scalaire $\sigma(x)$, appelé boson de Higgs acquiert une masse :

$$M_H = \sqrt{2\lambda\eta^2} = \sqrt{-\mu^2} \quad (6.4)$$

6.3 Masse des fermions

Les termes d'interactions Higgs-fermions sont des couplages de Yukawa. Leur forme est :

$$g_d \vec{\Psi}_R (\vec{H} \cdot \vec{\Psi}_L) + h.c.$$

et

$$g_u \vec{\Psi}_R (\vec{H}_c \cdot \vec{\Psi}_L) + h.c.$$

où $h.c.$ désigne l'hermitique conjugué. Tous ces termes sont des singlets de $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$. Le vecteur \vec{H}_c est défini par :

$$H_c = i \frac{\sigma^2}{2} H^* = \begin{pmatrix} H^{0*} \\ -H^- \end{pmatrix}$$

\vec{H}_c est un doublet de $SU(2)$ mais a une hypercharge opposée à celle de \vec{H} . Le fait que les termes d'interaction doivent avoir une hypercharge nulle implique par exemple pour les quarks u et d que les seuls termes possibles sont $g_d \vec{d}_R (\vec{H} \cdot \vec{q}_L)$ et $g_u \vec{u}_R (\vec{H}_c \cdot \vec{q}_L)$

Le premier terme se réécrit

$$g_d (\bar{d}_R H^+ u_L + \bar{d}_R H^0 d_L + h.c.)$$

En développant le champs de Higgs autour de son minimum, on obtient :

$$g_d \eta \bar{d}_R d_L + \frac{g_d}{\sqrt{2}} \bar{d}_R \sigma(x) d_L + h.c.$$

soit un terme de masse ηg_d pour les quarks d ainsi que pour les leptons chargés. De même, le deuxième terme donne une masse ηg_u aux quarks u.

Les couplages de Yukawa les plus généraux s'écrivent :

$$(\mathbf{g}_d)_{ij}(\vec{\Psi}_R)_i(\vec{H} \cdot (\vec{\Psi}_L)_j) + h.c.$$

$$(\mathbf{g}_u)_{ij}(\vec{\Psi}_R)_i(\vec{H}_c \cdot (\vec{\Psi}_L)_j) + h.c.$$

où i et j sont des indices de familles et \mathbf{g}_d et \mathbf{g}_u sont des matrices 3x3. Dans le secteur des quarks, les matrices \mathbf{g}_d et \mathbf{g}_u ne sont pas en général diagonalisables simultanément dans l'espace des familles. Le processus de génération des masses induit ainsi des différences entre les états propres de masse (états propres dans l'espace des familles) et les états propres d'interaction faible (états propres des matrices \mathbf{g}_d et \mathbf{g}_u). Le passage entre ces 2 ensembles d'états propres se fait à l'aide de la matrice unitaire de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM).

6.4 Paramètres

Le Modèle Standard ainsi construit contient 19 paramètres libres [32] :

- 3 charges associées aux 3 groupes de jauge
- l'angle de Weinberg θ_W
- les termes du potentiel de Higgs μ et λ
- les masses des 9 fermions
- 4 paramètres décrivant la matrice CKM

Chapitre 7

Supersymétrie

7.1 Motivations

Le Modèle Standard est une théorie renormalisable. Il peut donc être valide à toute énergie. Les corrections radiatives à une boucle à la masse du Higgs divergent quadratiquement. Ces divergences s'éliminent lors de la procédure de renormalisation. Mais, la masse renormalisée M_H du Higgs ainsi obtenue est totalement arbitraire [33]. L'échelle de brisure de la symétrie électrofaible est reliée à M_H par :

$$M_W = \frac{g}{\lambda} \frac{M_H}{2\sqrt{2}}$$

et est par conséquent arbitraire. Cette échelle est donnée par l'expérience comme étant autour de 100 GeV.

Il est raisonnable de penser que le Modèle Standard cesse d'être valide à partir d'une échelle Λ . Par exemple, il ne décrit pas la gravitation : pour Λ voisin de la masse de Planck, il est attendu que le Modèle Standard présente des insuffisances dans la description des phénomènes physiques.

A l'échelle Λ , une théorie, que j'appelle U , doit prendre le relais du Modèle Standard. Ce dernier devient alors la limite à basse énergie de la théorie U . Elle doit engendrer le Modèle Standard et donc l'échelle de brisure de la symétrie électrofaible. A priori, cette théorie se manifestera par de nouvelles particules ayant une masse M_Λ de l'ordre de Λ .

A une échelle $\mu < \Lambda$, les diagrammes à 1 boucle ne mettant en jeu que les particules du Modèle Standard donnent une correction $\delta_{M_{H1}^2} \sim \mu^2$. Les diagrammes mettant en jeu les nouvelles particules (figure 7.1a par exemple)¹

1. Si cette nouvelle particule ne se couple pas directement au Higgs mais aux bosons de jauge par exemple, elle interviendra dans les diagrammes à 2 boucles (Figure 7.1b)

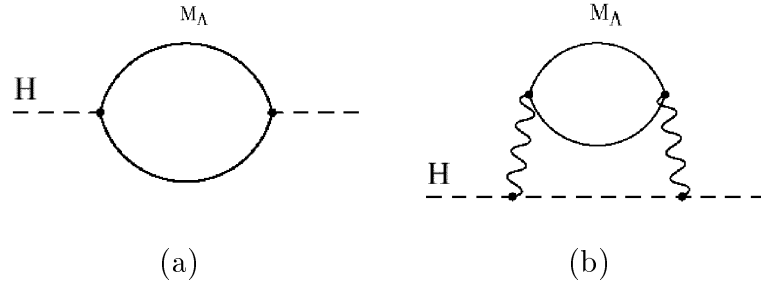


FIG. 7.1 – Exemple de correction à la masse du Higgs à une boucle (a) et à deux boucles (b) mettant en jeu un fermion de masse M_Λ

donnent une correction [34] : $\delta_{M_{H^2}}^2 \sim M_\Lambda^2 \sim \Lambda^2$. Le carré de la masse du boson de Higgs à l'échelle μ est ainsi :

$$M_H^2(\mu) \sim \mu^2 + \Lambda^2 \sim \Lambda^2$$

Comme M_H fixe l'échelle de brisure électrofaible, celle-ci se trouve donc être de l'ordre de Λ et ne peut donc pas être de l'ordre de M_W . Ce problème est connu sous le nom de problème de hiérarchie.

Un autre problème lui est relié : le problème de “réglage fin” : la théorie U doit engendrer $M_H(M_W) \sim M_W$ à partir de l'échelle Λ .

$$\begin{aligned} M_H^2(M_W) &= M_H^2(\Lambda) - \delta M_H^2 \\ \sim \mathcal{O}(M_W^2) &= \sim \mathcal{O}(\Lambda^2) - \sim \mathcal{O}(\Lambda^2) \end{aligned}$$

Si $\Lambda \gg M_W$, cela nécessite de connaître très précisément les valeurs des paramètres de la théorie U pour faire la moindre prédiction concernant l'échelle électrofaible.

Le seul moyen de résoudre ces 2 problèmes est d'avoir $\Lambda \sim 1$ TeV. La nouvelle physique doit donc se manifester à l'échelle du TeV.

La théorie U valable à partir de 1 TeV peut elle aussi être la limite à basse énergie d'une théorie Q qui devient indispensable à la description des phénomènes à une échelle $\Lambda_Q \gg \Lambda$. Si cette théorie prédit des particules de masse de l'ordre de Λ_Q , alors elles peuvent amener des corrections de l'ordre de Λ_Q à la masse M_H du boson de Higgs. Un nouveau problème de hiérarchie apparaît sauf si la théorie U tue ces corrections d'ordre Λ_Q .

La supersymétrie [34][35], par l'adjonction d'une symétrie entre bosons et fermions, assure à tous les ordres de la théorie de perturbation, la compensation des diagrammes entraînant des corrections à la masse du Higgs supérieures à l'échelle Λ_{SUSY} de la supersymétrie. Un diagramme quadratiquement divergent avec une boucle de boson est compensé par un diagramme avec une boucle de fermion.

7.2 Supersymétrie

7.2.1 Superchamp

Dans les modèles supersymétriques, l'espace-temps relativiste de Minkowski (x^0, x^1, x^2, x^3) est étendu par l'ajout de 4 nouvelles coordonnées $(\theta_1, \theta_2, \theta_3, \theta_4)$. Ces nouvelles coordonnées sont des variables de Grassman (i.e $\theta_i \theta_j = -\theta_j \theta_i$) et ont les mêmes propriétés que les composantes d'un spineur de Weyl [36].

Aux transformations du groupe de Poincaré s'ajoutent les transformations de supersymétrie qui produisent une translation sur les coordonnées de Grassman (θ_i) . Le générateur des transformations de supersymétrie est un spineur de Weyl à 2 composantes à partir duquel il est possible de fabriquer un spineur de Majorana Q à 4 composantes. L'ensemble des transformations du groupe de Poincaré supersymétrique comprend les translations générées par l'opérateur d'impulsion P^μ , les rotations et transformations de Lorentz générées par l'opérateur de moment cinétique $M^{\mu\nu}$ et les transformations de supersymétrie générées par l'opérateur Q . L'ensemble de ces opérateurs forme un groupe [36] :

$$[P^\mu, P^\nu] = 0 \quad (7.1)$$

$$[M^{\mu\nu}, P^\lambda] = i(g^{\nu\lambda}P^\mu - g^{\mu\lambda}P^\nu) \quad (7.2)$$

$$[M^{\mu\nu}, M^{\rho\sigma}] = i(g^{\nu\rho}M^{\mu\sigma} + g^{\mu\sigma}M^{\nu\rho} - g^{\mu\rho}M^{\nu\sigma} - g^{\nu\sigma}M^{\mu\rho}) \quad (7.3)$$

$$[P^\mu, Q] = 0 \quad (7.4)$$

$$[M^{\mu\nu}, Q] = -\frac{1}{2}\Sigma^{\mu\nu}Q \quad (7.5)$$

$$\{Q, \bar{Q}\} = 2\gamma^\mu P_\mu \quad (7.6)$$

où

$$g^{\mu\nu} \equiv \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}$$

γ^μ sont les matrices 4x4 régissant les spineurs de Dirac :

$$\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = \gamma^\mu \gamma^\nu + \gamma^\nu \gamma^\mu = 2g^{\mu\nu}$$

$$\Sigma^{\mu\nu} = \frac{i}{2}(\gamma^\mu \gamma^\nu - \gamma^\nu \gamma^\mu) = \frac{i}{2}[\gamma^\mu, \gamma^\nu]$$

et $\bar{Q} = Q^\dagger \gamma^0$ est le spineur adjoint de Q .

Dans une théorie des champs relativiste, un champ ϕ est fonction des 4 composantes (x^0, x^1, x^2, x^3) : $\phi \equiv \phi(x^\mu)$. L'action y est définie comme [37] :

$$\int dx^\mu \mathcal{L}(\phi, \partial\phi)$$

Dans une théorie des champs supersymétrique, un champs est fonction de 8 composantes $\phi \equiv \phi(x^\mu, \theta_i)$. On parle alors de superchamps. L'action supersymétrique est définie comme [37] :

$$\int dx^\mu d\theta_i \mathcal{L}(\phi, \partial\phi) \quad (7.7)$$

On peut revenir à une théorie des champs dans un espace de Minkowski en développant les superchamps en série² de puissance des variables de Grassman θ_i :

$$\phi(x^\mu, \theta_i) = f(x^\mu) + \sum_i g_i(x^\mu) \theta_i + \sum_{i,j} h_{ij}(x^\mu) \theta_i \theta_j + \dots \quad (7.8)$$

Cette série a un nombre de termes limité du fait du caractère anticommutatif des variables de Grassman. A partir d'un superchamp, on forme un supermultiplet

$$\begin{pmatrix} f \\ g_i \\ h_{ij} \\ \vdots \end{pmatrix}$$

Du fait du développement (7.8), un supermultiplet contient des particules de spins différents. En particulier, il regroupe des bosons et des fermions.

L'action

$$\int dx^\mu \mathcal{L}(f, \partial f, g_i, \partial g_i, h_{ij}, \partial h_{ij}, \dots)$$

s'obtient à partir de l'action (7.7) par intégration sur les variables de Grassman en utilisant le fait que pour une variable de Grassman θ , on a [37] :

$$\begin{aligned} \int d\theta &= 0 \\ \int \theta d\theta &= 1 \end{aligned}$$

2. Dans la littérature, cette série est en général condensée par l'utilisation des spineurs à 2 composantes $\theta = \begin{pmatrix} \theta_1 \\ \theta_2 \end{pmatrix}$ et $\bar{\theta} = (\theta_3 \ \theta_4)$

7.2.2 Supermultiplets

L'opérateur de supersymétrie Q commute avec l'opérateur $P^\mu P_\mu$. En conséquence, les particules d'un même supermultiplet [34] ont toutes la même masse. Q commute aussi avec les opérateurs de transformation de jauge, ce qui implique que tous les membres d'un supermultiplet soient dans la même représentation du groupe de jauge. Par exemple, les fermions associés aux 8 gluons devront former un octet de couleur. Enfin, dans un supermultiplet, le nombre de degrés de liberté fermioniques (n_F) doit être égal au nombre de degrés de liberté bosoniques (n_B).

Avant la brisure spontanée de la symétrie électrofaible, le modèle standard contient des bosons vecteurs de jauge de masse nulle, des fermions de Weyl de masse nulle et des champs scalaires complexes (Higgs). Un modèle supersymétrique phénoménologiquement acceptable doit contenir les types de champs précédents mais inclus dans des supermultiplets. Pour cela, on utilise les 2 supermultiplets suivants :

- supermultiplet chiral : il est formé d'un spineur de Weyl Ψ de masse nulle et de chiralité gauche ($n_F = 2$ car 2 états d'hélicité) et d'un champ scalaire complexe ϕ ($n_B = 2$ car 2 champs réels)
- supermultiplet de jauge : il est formé d'un boson vecteur A_μ de masse nulle ($n_B = 2$ hélicités) et d'un spineur de Weyl λ de masse nulle ($n_F = 2$)

Pour ces 2 supermultiplets, il y a bien autant de degrés de liberté fermioniques que bosoniques tant que les supermultiplets sont sur couche de masse. Dès qu'on les considère hors couche de masse, ils deviennent massifs et la supersymétrie n'est plus une symétrie exacte. Pour remédier à ce problème, on introduit des champs auxiliaires qui n'ont pas de termes cinétiques dans le Lagrangien et que l'on peut éliminer des équations du mouvement quand le supermultiplet est sur couche de masse.

Un supermultiplet chiral hors couche de masse a 4 degrés de liberté fermioniques et 2 degrés bosoniques : on lui ajoute un champ scalaire complexe F .

Un supermultiplet de jauge hors couche de masse a 4 degrés de liberté fermioniques et 3 bosoniques : on lui ajoute un champ scalaire réel D .

On peut donc commencer à décrire le contenu d'une théorie supersymétrique incluant les particules connues dans des supermultiplets chiraux (table

nom	spin 0	spin $\frac{1}{2}$	notation générique	nombres quantiques $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$
squarks, quarks (x3 familles)	$(\tilde{u}_L, \tilde{d}_L)$	(u_L, d_L)	Q	$(3, 2, \frac{1}{6})$
	\tilde{u}_R^*	u_R^\dagger	\bar{u}	$(\bar{3}, 1, -\frac{2}{3})$
	\tilde{d}_R^*	d_R^\dagger	\bar{d}	$(\bar{3}, 1, \frac{1}{3})$
sleptons, leptons (x3 familles)	$(\tilde{\nu}_L, \tilde{e}_L)$	(ν_L, e_L)	L	$(1, 2, -\frac{1}{2})$
	\tilde{e}_R^*	e_R^\dagger	\bar{e}	$(1, 1, 1)$
higgs, higgsinos	(H_u^+, H_u^0)	$(\tilde{H}_u^+, \tilde{H}_u^0)$	H_u	$(1, 2, +\frac{1}{2})$
	(H_d^0, H_d^-)	$(\tilde{H}_d^0, \tilde{H}_d^-)$	H_d	$(1, 2, -\frac{1}{2})$

TAB. 7.1 – *Supermultiplets chiraux du MSSM avec leurs nombres quantiques de jauge.* [34]

nom	spin $\frac{1}{2}$	spin 1	nombres quantiques $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$
gluino, gluon	$\tilde{\mathcal{G}}$	\mathcal{G}	$(8, 1, 0)$
winos, W	$\tilde{W}^\pm \tilde{W}_3^0$	$W^\pm W_3^0$	$(1, 3, 0)$
bino, B	\tilde{B}^0	B^0	$(1, 1, 0)$

TAB. 7.2 – *Supermultiplets de jauge du MSSM avec leurs nombres quantiques de jauge.* [34]

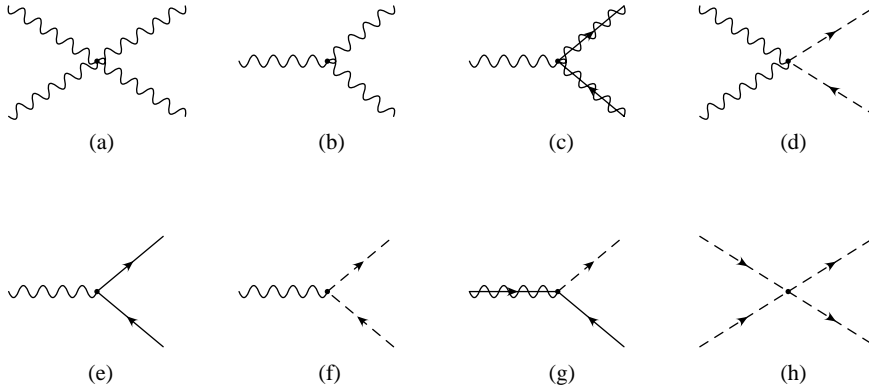
7.1)³ et dans des supermultiplets de jauge (table 7.2). La version minimale d'une telle théorie est le MSSM.

Le MSSM nécessite 2 champs de Higgs pour les 2 raisons suivantes. L'utilisation du champ H_c (cf section 6.3) viole la supersymétrie : pour générer les masses des quarks u, s et t lors de la brisure de la symétrie électrofaible, il faut introduire un champ scalaire ayant les mêmes nombres quantiques que H_c . C'est le champ H_u . La deuxième raison est la suppression des anomalies triangulaires. Pour que les corrections radiatives d'une théorie chirale avec brisure spontanée de la symétrie électrofaible ne viole pas la symétrie de jauge, il faut que :

$$\sum_{\text{fermions}} \text{hypercharge} = 0 \quad (7.9)$$

Par rapport au modèle standard, le MSSM ajoute le fermion \tilde{H}_d d'hypercharge $-\frac{1}{2}$. L'introduction de \tilde{H}_u d'hypercharge $+\frac{1}{2}$ permet de maintenir la

3. La différence de signe de l'hypercharge des fermions droits entre les tableaux 6.1 et 7.1 vient de ce que dans le tableau 7.1, on a considéré les hermitiques conjugués des fermions droits pour que le spineur Ψ du supermultiplet chiral associé se transforme comme un spineur de Weyl de chiralité gauche.

FIG. 7.2 – *Interactions de jauge du MSSM. [34]*

condition (7.9) vérifiée.

7.3 Interactions

Lorsque l'on a des supermultiplets chiraux et de jauge, la supersymétrie n'autorise que certaines interactions. Les interactions de jauge sont représentées sur les diagrammes de la figure 7.2. Dans ces diagrammes, les traits ondulés représentent les champs de jauge A_μ , les traits ondulés barrés les fermions de jauge λ . Les éléments des supermultiplets chiraux sont représentés par un trait plein pour les fermions Ψ et par un trait pointillé pour les scalaires ϕ . Les diagrammes 7.2a, 7.2b et 7.2c n'existent que pour des groupes de jauge non abéliens. Les vertex à 3 particules sont proportionnels à la constante de couplage g de l'interaction de jauge tandis que les vertex à 4 particules sont proportionnels à g^2 . Le diagramme 7.2h est intéressant car c'est une interaction de jauge dans laquelle n'intervient aucun champ du supermultiplet de jauge. Ce diagramme provient en fait de l'élimination des champs auxiliaires D des équations du mouvement.

Les interactions possibles des supermultiplets chiraux sont représentées sur les figures 7.3 et 7.4. Les indices i, j, k, l y décrivent des supermultiplets distincts. Toutes ces interactions ne sont possibles que si les termes correspondant du lagrangien sont des singlets de jauge. La figure 7.4 contient les termes de masses.

Dans le cadre du MSSM, les symétries de jauge n'autorisent que les diagrammes suivants : les termes d'interaction à la Yukawa de la figure 7.3a

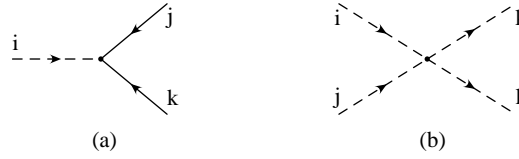


FIG. 7.3 – *Interactions des supermultiplets chiraux avec couplage sans dimension.* [34]

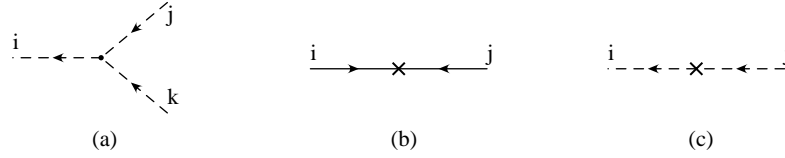


FIG. 7.4 – *Interactions des supermultiplets chiraux avec couplage ayant la dimension d'une masse (a et b) ou du carré d'une masse (c).* [34]

avec le triplet (i, j, k) égal à (\bar{u}, Q, H_u) ou (\bar{d}, Q, H_d) ou (\bar{l}, L, H_d) ou à toute permutation cyclique des 3 triplets précédents. Les termes de la figures 7.3b sont possibles à condition que les paires (ij) et (kl) soient telles qu'il existe un superchamp h tel que les triplets (i, j, h) et (k, l, h) soient autorisés pour les diagrammes de la figure 7.3a. Les paires correspondantes sont listées dans le tableau 7.3. Le seul terme de masse du MSSM est un terme de masse μ reliant H_u et H_d . Les diagrammes possibles sont alors ceux de la figure 7.4a avec les triplets de la figure 7.3a dans lesquelles H_u et H_d sont échangés. Ce couplage est proportionnel à μ . Pour les diagrammes 7.4b et 7.4c, seuls les termes pour lesquelles $(i, j) = (H_u, H_d)$ sont possibles. Le diagramme 7.4b concernant les higgsinos est un terme proportionnel à μ tandis que le diagramme 7.4c concernant les bosons de Higgs est proportionnel à μ^2 .

7.4 Brisure douce de la supersymétrie

A ce niveau, le MSSM contient les mêmes paramètres que le modèle standard (Cf 6.4) auxquels on ajoute le terme μ et la valeur moyenne dans le vide du champ H_u^0 .

La supersymétrie impose que les membres d'un même supermultiplet ont la même masse. Dans ce cas, il devrait exister au moins un boson scalaire

h	paire entrante ($i\ j$)	paire sortante ($k\ l$)
\bar{u}	$H_u Q_\alpha$	$H_u Q_\beta$
d	$H_d Q_\alpha$	$H_d Q_\beta$
l	$H_d L_\alpha$	$H_d L_\beta$
L	$H_d \bar{l}_\alpha$	$H_d \bar{l}_\beta$
Q	$\bar{u}_\alpha H_u$	$\bar{u}_\beta H_u$
	$\bar{d}_\alpha H_d$	$\bar{d}_\beta H_d$
	$\bar{d}_\alpha H_d$	$\bar{u}_\beta H_u$
	$\bar{u}_\alpha H_u$	$\bar{d}_\beta H_d$
H_u	$\bar{u}_\alpha Q_\beta$	$\bar{u}_\gamma Q_\delta$
H_d	$\bar{d}_\alpha Q_\beta$	$\bar{d}_\gamma Q_\delta$
	$\bar{l}_\alpha L_\beta$	$\bar{l}_\gamma L_\delta$
	$\bar{d}_\alpha Q_\beta$	$\bar{l}_\gamma L_\delta$
	$\bar{l}_\alpha L_\beta$	$\bar{d}_\gamma Q_\delta$

TAB. 7.3 – Liste des couplage à 4 scalaires correspondant au diagramme 7.3b. Les indices $\alpha\ \beta\ \gamma\ \delta$ sont des indices de familles.

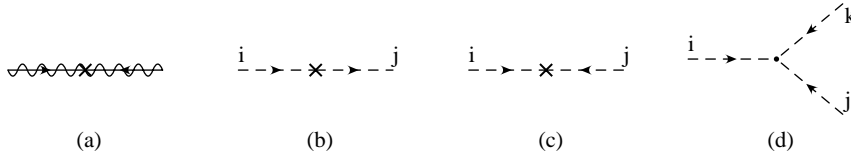


FIG. 7.5 – Diagrammes de Feynman associés aux termes de brisure douce de la supersymétrie. [34]

chargé de masse 511 keV. Un tel boson n'existe pas, ce qui implique que la supersymétrie doit être brisée. Il est possible de paramétriser une brisure explicite de la supersymétrie. Cette paramétrisation peut se faire de telle sorte que la théorie de supersymétrie brisée continue de protéger la masse des bosons de Higgs contre les corrections radiatives. On parle alors de brisure douce de la supersymétrie. Ces termes qui brisent la supersymétrie sont décrits par les diagrammes de la figure 7.5 et correspondent à un terme de masse pour les jauginos (7.5a), des termes de masses pour les scalaires chiraux (7.5b et 7.5c) et d'un terme de couplage trilinéaire des scalaires chiraux (7.5d). Ce dernier diagramme accepte les mêmes triplets (i, j, k) que le diagramme de la Figure 7.3a. De plus, pour que le problème de hiérarchie entre l'échelle de validité du modèle standard et l'échelle de validité de la supersymétrie ne

réapparaisse pas, il faut que m_{doux} soit au plus de l'ordre du TeV où m_{doux} est l'échelle de masse correspondant aux termes de brisure douce (Cf 7.1). La conséquence essentielle est que tous les partenaires supersymétriques des particules connues doivent avoir des masses qui sont au maximum de l'ordre du TeV, ce qui met ces particules dans le domaine actuellement accessible aux expériences.

Dans le cadre du MSSM, le Lagrangien de brisure douce s'écrit [34] :

$$\mathcal{L}_{doux}^{\text{MSSM}} = -\frac{1}{2}(M_3\tilde{\mathcal{G}}\tilde{\mathcal{G}} + M_2\tilde{W}\tilde{W} + M_1\tilde{B}\tilde{B}) + c.c. \quad (7.10)$$

$$- (\tilde{u}\mathbf{a}_u\tilde{Q}H_u - \tilde{d}\mathbf{a}_d\tilde{Q}H_d - \tilde{e}\mathbf{a}_e\tilde{L}H_d) + c.c. \quad (7.11)$$

$$- \tilde{Q}^\dagger \mathbf{m}_Q^2 \tilde{Q} - \tilde{L}^\dagger \mathbf{m}_L^2 \tilde{L} - \tilde{u}\mathbf{m}_{\tilde{u}}^2 \tilde{u}^\dagger - \tilde{d}\mathbf{m}_{\tilde{d}}^2 \tilde{d}^\dagger - \tilde{e}\mathbf{m}_{\tilde{e}}^2 \tilde{e}^\dagger \quad (7.12)$$

$$- m_{H_u}^2 H_u^* H_u - m_{H_d}^2 H_d^* H_d - (bH_u H_d + c.c.) \quad (7.13)$$

où $c.c.$ désigne le complexe conjugué. Les termes de la ligne (7.10) correspondent aux termes de masse des jauginos (diagramme 7.5a) : M_1 pour le bino, M_2 pour les winos et M_3 pour les gluinos. Les termes de la ligne (7.11) correspondent aux couplages trilineaires (diagramme 7.5d). $\mathbf{a}_u, \mathbf{a}_d, \mathbf{a}_e$ sont des matrices 3x3 hermitiennes complexes dans l'espace des familles. Les lignes (7.12) et (7.13) correspondent aux termes de masses des scalaires chiraux (diagrammes 7.5b et 7.5c). $\mathbf{m}_Q^2, \mathbf{m}_L^2, \mathbf{m}_{\tilde{u}}^2, \mathbf{m}_{\tilde{d}}^2, \mathbf{m}_{\tilde{e}}^2$ sont des matrices 3x3 complexes et hermitiennes dans l'espace des familles. D'un point de vue schématique, on a [34] :

$$M_1, M_2, M_3, \mathbf{a}_u, \mathbf{a}_d, \mathbf{a}_e \sim m_{doux} \quad (7.14)$$

$$\mathbf{m}_Q^2, \mathbf{m}_L^2, \mathbf{m}_{\tilde{u}}^2, \mathbf{m}_{\tilde{d}}^2, \mathbf{m}_{\tilde{e}}^2, m_{H_u}^2, m_{H_d}^2, b \sim m_{doux}^2 \quad (7.15)$$

L'introduction de $\mathcal{L}_{doux}^{\text{MSSM}}$ fait passer le nombre de paramètres du MSSM à 124 [38] ce qui rend difficile les prédictions.

7.5 Brisure spontanée et réduction du nombre de paramètres

Un mécanisme de brisure spontanée de supersymétrie peut permettre de générer $\mathcal{L}_{doux}^{\text{MSSM}}$ avec des relations entre ses nombreux paramètres. Outre le fait de réduire le nombre de paramètres, cela peut éventuellement supprimer les FCNC (changement de saveur sans changement de charge⁴) et les violations

4. Dans le Modèle Standard, c'est peu fréquent et se produit par des diagrammes en boîte avec échange de 2 W^\pm

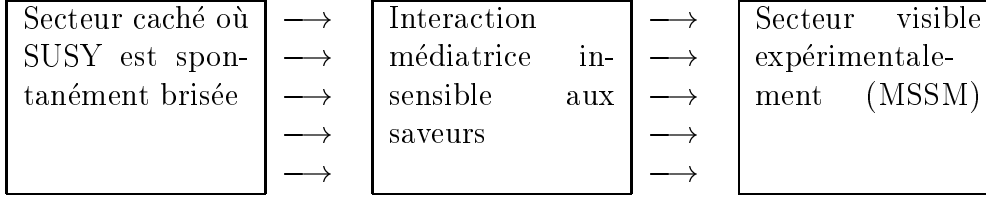


FIG. 7.6 – Cadre général de la brisure spontanée de supersymétrie.

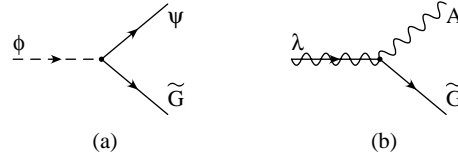


FIG. 7.7 – Interactions du goldstino. [34]

de CP trop importants qu'un choix arbitraire des 124 paramètres du MSSM peut produire.

Une brisure spontanée de supersymétrie au sein du MSSM aboutit forcément à des relations de la forme[39] :

$$m_{\tilde{e}_L}^2 + m_{\tilde{e}_R}^2 = 2m_e^2$$

Il n'est en fait pas possible d'expédier toutes les masses des scalaires chiraux au dessus des masses des fermions chiraux. Pour résoudre ce problème, il est supposé que la brisure spontanée de supersymétrie a lieu dans un secteur caché inaccessible directement aux expérimentations et que cette brisure se transmet au MSSM à l'aide d'interactions insensibles aux diverses saveurs (Figure 7.6)

La brisure spontanée de la supersymétrie est réalisée si au moins un champ auxiliaire D ou F acquiert une valeur non nulle dans le vide. Comme le générateur de supersymétrie est fermionique, cette brisure de symétrie donne naissance à un fermion de Goldstone de masse nulle et de spin $\frac{1}{2}$: le goldstino \tilde{G} . Quelque soit le mécanisme de brisure de la supersymétrie, le goldstino connecte les éléments d'un supermultiplet comme montré sur la figure 7.7. Si la supersymétrie est une symétrie locale alors la gravitation est incluse dans la théorie du fait de la relation (7.6). Le médiateur de l'interaction gravitationnelle est le graviton de spin 2 auquel est associé par supersymétrie le gravitino de spin $\frac{3}{2}$. Le gravitino est le médiateur des transformations locales de supersymétrie, comme le gluon est le médiateur des transformations locales de jauge $SU(3)_C$. Le gravitino a une masse nulle et 2 états d'hélicité : $+\frac{3}{2}$

et $-\frac{3}{2}$. De la même façon que les bosons W absorbent les bosons de Goldstone pour acquérir une masse lors de la brisure de la symétrie électrofaible, le gravitino absorbe le goldstino lors de la brisure de la supersymétrie locale. On parle de mécanisme de super-Higgs. Le gravitino \tilde{G} acquiert alors une masse $m_{\frac{3}{2}}$ et 2 états d'hélicité : $+\frac{1}{2}$ et $-\frac{1}{2}$. Les interactions du gravitino avec les particules du MSSM sont gravitationnelles quand elles impliquent les états d'hélicité $\frac{3}{2}$ et sont celles du goldstino (figure 7.7) quand elles impliquent les états d'hélicité $\frac{1}{2}$. L'interaction la plus intense est celle qui correspond aux états d'hélicité $\frac{1}{2}$. Dans les expériences de physique des particules, le gravitino est totalement identifié au goldstino qu'il a absorbé.

Les 2 principaux modèles de brisure spontanée de supersymétrie sont la supergravité et GMSB (Gauge Mediated Supersymmetry Breaking). Dans les 2 cas, la supersymétrie est brisée dans le secteur caché par un champ auxiliaire F qui a dans le vide une valeur non nulle $\langle F \rangle$. Les modèles diffèrent sur le mécanisme de propagation de la brisure de supersymétrie jusqu'au MSSM.

Les modèles de supergravité supposent que cette propagation est assurée par les interactions gravitationnelles. L'échelle de $\mathcal{L}_{doux}^{\text{MSSM}}$ associée est

$$m_{doux} \sim \frac{\langle F \rangle}{M_P}$$

où M_P est la masse de Planck. La masse du gravitino est :

$$m_{\frac{3}{2}} \sim \frac{\langle F \rangle}{M_P} \sim m_{doux}$$

Une version minimale de la supergravité (mSUGRA) suppose qu'à très grande échelle (M_P masse de Planck ou M_{GUT} échelle d'unification possible des 3 interactions du Modèle Standard), on a [34] :

$$M_1 = M_2 = M_3 \equiv m_{\frac{1}{2}} \quad (7.16)$$

$$\mathbf{m}_Q^2 = \mathbf{m}_L^2 = \mathbf{m}_u^2 = \mathbf{m}_d^2 = \mathbf{m}_e^2 \equiv m_0^2 \mathbf{1}; m_{H_u}^2 = m_{H_d}^2 = m_0^2 \quad (7.17)$$

$$\mathbf{a}_u = A_0 \mathbf{y}_u; \mathbf{a}_d = A_0 \mathbf{y}_d; \mathbf{a}_e = A_0 \mathbf{y}_e \quad (7.18)$$

où \mathbf{y}_u , \mathbf{y}_d et \mathbf{y}_e sont les matrices de couplages de Yukawa associées au diagramme 3a. Les paramètres de $\mathcal{L}_{doux}^{\text{MSSM}}$ à l'échelle électrofaible se calculent en résolvant les équations du groupe de renormalisation. En particulier, on obtient la relation valable à toute énergie [34] :

$$\frac{M_1}{g_1^2} = \frac{M_2}{g_2^2} = \frac{M_3}{g_3^2} \quad (7.19)$$

où g_1 , g_2 et g_3 sont les constantes de couplage respective de $U(1)_Y$, $SU(2)_L$ et $SU(3)_C$. Les relations (7.17) et (7.18), en n'introduisant pas de nouveaux mélanges entre les familles, permettent d'éviter les violations de CP et les FCNC trop importants. De plus, ce modèle contient peu de paramètres arbitraires.

Les modèles GMSB supposent que la brisure de supersymétrie est propagée jusqu'au MSSM par les interactions de jauge $U(1)_Y \times SU(2)_L \times SU(3)_C$. Ces modèles font intervenir une collection de supermultiplets chiraux appelés messagers. Ces messagers sont sensibles aux interactions $U(1)_Y \times SU(2)_L \times SU(3)_C$ et sont couplés aux champs du secteur caché qui acquièrent des valeurs dans le vide non nulles $\langle F \rangle$. Lors du processus de brisure de supersymétrie, ces champs messagers acquièrent une masse M_{mess} .

L'échelle de $\mathcal{L}_{doux}^{MSSM}$ est :

$$m_{doux} \sim \frac{\langle F \rangle}{M_{mess}}$$

tandis que la masse du gravitino est :

$$m_{\frac{3}{2}} \sim \frac{\langle F \rangle}{M_P} \sim \frac{M_{mess}}{M_P} m_{doux}$$

et peut être très inférieure à m_{doux} . Les FCNC et les violations de CP supplémentaires au Modèle Standard sont supprimés dans ces modèles car à l'échelle M_{mess} , d'une part on a $\mathbf{a}_u = \mathbf{a}_d = \mathbf{a}_e = 0$ et d'autre part la masse des scalaires chiraux ne dépend que de leurs nombres quantiques de jauge ce qui implique que les matrices de masses sont diagonales dans l'espace des familles. La masse des jaugino est typiquement

$$M_a \sim g_a^2 \frac{\langle F \rangle}{M_{mess}}$$

Si à l'échelle de Grande Unification (GUT), $M_1 = M_2 = M_3$ alors la relation (7.19) est aussi vérifiée pour les modèles GMSB.

7.6 Charginos et neutralinos

La brisure de la symétrie électrofaible entraîne la possibilité pour les higgsinos et les jauginos électrofaibles de se mélanger. Lors de cette brisure, les champs de Higgs H_u^0 et H_d^0 acquièrent des valeurs dans le vide : $\langle H_u^0 \rangle = v_u$ et $\langle H_d^0 \rangle = v_d$. On définit :

$$\tan \beta \equiv \frac{v_u}{v_d}$$

Les états propres d'interaction $\tilde{B}^0, \tilde{W}_3^0, \tilde{H}_u^0, \tilde{H}_d^0$ se mélangent pour former 4 états propres de masse les neutralinos : $\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_3^0, \tilde{\chi}_4^0$. Par définition, les neutralinos sont indicés dans l'ordre des masses croissantes.

$$|\tilde{\chi}_i^0\rangle = N_{i\tilde{B}^0}|\tilde{B}^0\rangle + N_{i\tilde{W}_3^0}|\tilde{W}_3^0\rangle + N_{i\tilde{H}_u^0}|\tilde{H}_u^0\rangle + N_{i\tilde{H}_d^0}|\tilde{H}_d^0\rangle$$

Si $N_{i\tilde{H}_u^0} \sim 0$ et $N_{i\tilde{H}_d^0} \sim 0$, le neutralino $\tilde{\chi}_i^0$ est de type jaugino. Si $N_{i\tilde{B}^0} \sim 0$ et $N_{i\tilde{W}_3^0} \sim 0$, il est de type higgsino. Le type du neutralino est un paramètre important car il conditionne les interactions du neutralino avec les autres particules du MSSM.

Les masses des neutralinos s'obtiennent en diagonalisant leur matrice de masse qui dans la base $(\tilde{B}^0, \tilde{W}_3^0, \tilde{H}_u^0, \tilde{H}_d^0)$ s'écrit [35]:

$$\begin{pmatrix} M_1 & 0 & -\cos\beta \sin\theta_W M_{Z^0} & \sin\beta \sin\theta_W M_{Z^0} \\ 0 & M_2 & \cos\beta \cos\theta_W M_{Z^0} & -\sin\beta \cos\theta_W M_{Z^0} \\ -\cos\beta \sin\theta_W M_{Z^0} & \cos\beta \cos\theta_W M_{Z^0} & 0 & -\mu \\ \sin\beta \sin\theta_W M_{Z^0} & -\sin\beta \cos\theta_W M_{Z^0} & -\mu & 0 \end{pmatrix}$$

Les fermions chargées \tilde{W}^\pm et \tilde{H}^\pm se mélangent pour donner les états propres de masse : les charginos $\tilde{\chi}_1^\pm$ et $\tilde{\chi}_2^\pm$ indicés dans l'ordre des masses croissantes.

$$\begin{aligned} |\tilde{\chi}_i^+\rangle &= V_{i\tilde{W}^+}|\tilde{W}^+\rangle + V_{i\tilde{H}^+}|\tilde{H}^+\rangle \\ |\tilde{\chi}_i^-\rangle &= U_{i\tilde{W}^-}|\tilde{W}^-\rangle + U_{i\tilde{H}^-}|\tilde{H}^-\rangle \end{aligned}$$

Comme pour les neutralinos, un chargino peut être de type jaugino (resp. higgsino) si il est essentiellement composé de wino (resp. higgsino). Les masses des charginos s'écrivent[35]:

$$m_{\tilde{\chi}^\pm} = \frac{1}{2} \left[(M_2^2 + \mu^2 + 2m_W^2) \right] \quad (7.20)$$

$$\pm \sqrt{(M_2^2 + \mu^2 + 2m_W^2)^2 - 4(\mu M_2 - m_W^2 \sin(2\beta))^2} \quad (7.21)$$

7.7 R-parité

En ne demandant que la conservation des symétries de jauge et de la supersymétrie, on peut ajouter au lagrangien du MSSM les termes d'interaction suivants[34]:

$$\mathcal{L}_{\Delta L=1} = \frac{1}{2} \lambda^{ijk} L_i L_j \bar{e}_k + \lambda'^{ijk} L_i Q_j \bar{d}_k + \mu'^i L_i H_u \quad (7.22)$$

$$\mathcal{L}_{\Delta B=1} = \frac{1}{2} \lambda''^{ijk} \bar{u}_i \bar{d}_j \bar{d}_k \quad (7.23)$$

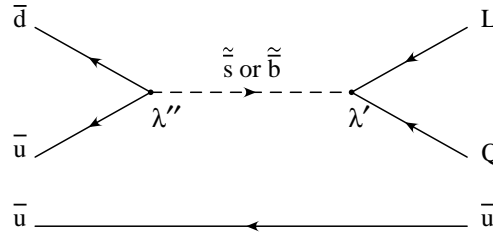


FIG. 7.8 – Désintégration du proton par un processus supersymétrique violent la R-parité. [34]

où ijk sont des indices de famille. Les termes (7.22) changent le nombre leptonique L d'une unité tandis que le terme (7.23) change le nombre baryonique B d'une unité. La présence de ces termes peut conduire à la désintégration du proton via le diagramme de la figure 7.8. Avec une masse des squarks attendue autour du TeV, si les couplages violent L et B ne sont pas extrêmement petits, alors la durée de vie du proton est bien inférieure à la limite expérimentale actuelle de 10^{32} années. Pour résoudre ce dilemme, on introduit une nouvelle symétrie discrète : la parité de matière P_M définie pour chaque supermultiplet comme :

$$P_M = (-1)^{3(B-L)}$$

Avec cette définition, les supermultiplets contenant quarks et leptons ont une parité de matière négative tandis que les supermultiplets de Higgs, les supermultiplets de jauge et le supermultiplet G contenant graviton et gravitino ont une parité de matière positive. La parité de matière est un nombre quantique multiplicatif. Sa conservation est assurée en n'autorisant que les termes de parité de matière $+1$ dans le lagrangien, ce qui interdit les termes (7.22) et (7.23).

La parité de matière peut se réexprimer dans un autre nombre quantique multiplicatif, la R-parité R_P , défini sur les composantes des supermultiplets :

$$R_P = P_M (-1)^{2s}$$

où s est le spin de la particule. La conservation de la parité de matière implique la conservation de la R-parité. Toutes les particules du Modèle Standard ainsi que les Higgs et le graviton ont une R-parité positive. Ces particules sont qualifiées de standard. Leurs partenaires appelées particules supersymétriques ont une R-parité négative.

La conservation de la R-parité a 3 conséquences importantes :

- La particule supersymétrique la plus légère (LSP) est stable.

- Une particule supersymétrique ne peut se désintégrer que dans un état final ayant un nombre impair de particules supersymétriques (en général une)
- Dans les expériences auprès des collisionneurs, les particules supersymétriques ne peuvent être produites qu'en nombre pair (en général 2 particules)

La LSP est stable et est en général au bout de la chaîne de désintégration des autres particules supersymétriques. Elle est très souvent une particule interagissant faiblement et est donc un candidat pour la matière noire de l'univers. Dans les modèles de supergravité, il s'agit du neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ ou plus rarement d'un sneutrino $\tilde{\nu}$. La masse de la LSP est alors de l'ordre de m_{doux} . Dans les modèles GMSB, la LSP est en général le gravitino. Sa masse doit être supérieure à 1 eV sinon, le refroidissement des géantes rouges et des supernovae serait trop rapide par rapport aux observations[40]. Cette masse doit aussi être inférieure à 10 keV car sinon, la contribution des gravitinos à la masse manquante de l'univers ferait que l'univers serait actuellement en phase de contraction[40][41]. La largeur de désintégration d'une particule supersymétrique \tilde{X} en sa particule associée X et un gravitino \tilde{G} est[34] :

$$\Gamma(\tilde{X} \rightarrow X\tilde{G}) = \frac{m_{\tilde{X}}^5}{16\pi < F >^2} \left(1 - \frac{m_X^2}{m_{\tilde{X}}^2} \right)^4$$

Troisième partie

Statistique

Chapitre 8

Loi de Poisson

8.1 Application

Considérons la désintégration d'un ensemble de noyaux radioactifs entre les dates t_1 et t_2 . A chaque instant t , $t_1 < t < t_2$, un noyau peut se désintégrer. La probabilité de désintégration d'un noyau à l'instant t ne dépend ni de t , ni du nombre de désintégrations qui ont déjà eu lieu ni du nombre de désintégrations qui vont se produire. Dans un tel cas, le nombre n de désintégrations qu'il y a dans l'intervalle $[t_1, t_2]$ obéit à une loi de probabilité de Poisson[16]. Le nombre moyen de désintégrations est proportionnel à $t_2 - t_1$.

Dans le cas d'une réaction $AB \rightarrow CD$ lors d'une expérience auprès d'un collisionneur, le paramètre continu décrivant l'évolution n'est plus le temps mais la luminosité intégrée (Cf 1.2). La probabilité de réalisation de la réaction $AB \rightarrow CD$ ne dépend ni de la luminosité déjà intégrée, ni du nombre de réactions qui ont eu ou qui vont avoir lieu. Le nombre n de réactions $AB \rightarrow CD$ qui se produisent pour une luminosité intégrée \mathcal{L} obéit donc à une statistique de Poisson. Le nombre moyen μ de réactions est proportionnel à \mathcal{L} :

$$\mu = \sigma \mathcal{L}$$

où σ est la section efficace.

8.2 Définitions

La loi de probabilité de Poisson n'est caractérisée que par un seul paramètre réel : sa valeur moyenne μ . C'est une loi de probabilité portant sur les nombres entiers. On a,

probabilité d'obtenir n événements :

$$f(n, \mu) = \frac{e^{-\mu} \mu^n}{n!}$$

valeur moyenne¹ :

$$\langle n \rangle = \mu$$

variance :

$$\sigma^2 = \langle (n - \langle n \rangle)^2 \rangle = \mu$$

Pour une fonction f admettant une série de Fourier² sur \mathbb{R} , on a :

$$\langle f(n) \rangle = \frac{f(0) + \mu f(1 + \mu)}{1 + \mu} \quad (8.1)$$

1. dans la suite, le symbole $\langle x \rangle$ désigne la valeur moyenne de x .

2. Il faut aussi que les opérations “valeur moyenne” et “somme de la série de Fourier” commutent.

Chapitre 9

Limite supérieure et taux de confiance

9.1 Le problème

Considérons un processus dont la loi de probabilité est une distribution de Poisson de paramètre μ inconnu. On cherche à connaître μ_S qui, par exemple, peut être un nombre d'événements attendu. On réalise l'expérience et on trouve n_0 événements.

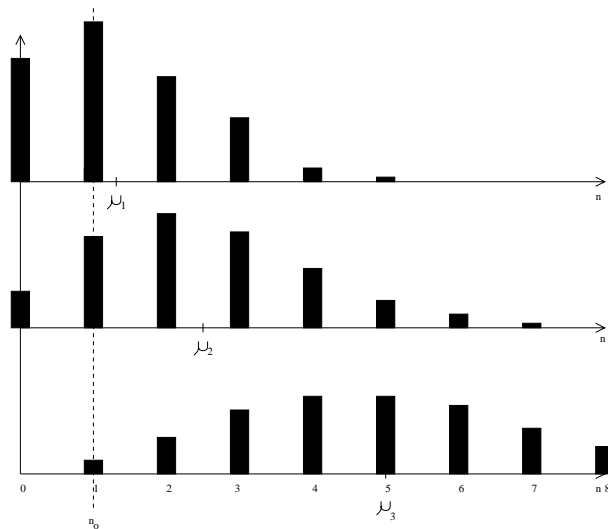


FIG. 9.1 – Exemple de distribution de Poisson pour $\mu_1 = 1.3$, $\mu_2 = 2.5$ et $\mu_3 = 5$.

Supposons que $n_0 = 1$, qu'est-ce que cela nous apprend sur μ_S ? La figure

9.1 montre la distribution de la loi de probabilité de Poisson pour des valeurs moyennes $\mu_1 = 1.3$, $\mu_2 = 2.5$ et $\mu_3 = 5$. Si la valeur du paramètre μ_S cherché est μ_1 , alors l'expérience, a donné avec $n_0 = 1$ le résultat le plus probable. Au contraire, si μ_S vaut μ_3 , le résultat obtenu était assez improbable. Le résultat $n_0 = 1$ nous enseigne ainsi que la valeur de μ_S est plus vraisemblablement μ_1 que μ_3 .

Une solution à ce problème se présente en général sous la forme d'un intervalle $[\mu_m, \mu_M]$ associé à un taux de confiance τ_{CL} . Ce taux représente une "probabilité" que la valeur μ_S cherchée soit telle que $\mu_m \leq \mu_S \leq \mu_M$. Dans le cas d'une recherche infructueuse d'un nouveau processus, l'intervalle le plus utilisé est celui où $\mu_m = 0$. μ_M est alors désigné comme la limite supérieure sur le paramètre μ_S .

9.2 Estimation classique

9.2.1 Limite supérieure

Une méthode pour déterminer la limite μ_M est de considérer en supposant $\mu_S = \mu_M$, la probabilité d'obtenir au plus n_0 événements, n_0 étant le résultat obtenu par l'expérience déjà réalisée :

$$Pr(n \leq n_0) = \sum_{n=0}^{n_0} \frac{e^{-\mu_M} \mu_M^n}{n!} \quad (9.1)$$

$$= \frac{\Gamma(n_0 + 1, \mu_M)}{\Gamma(n_0 + 1)} \quad (9.2)$$

où $\Gamma(a, x)$ est la fonction Gamma incomplète qui pour a ayant une partie réelle positive s'écrit :

$$\Gamma(a, x) = \int_x^\infty e^{-t} t^{a-1} dt$$

et $\Gamma(a) = \Gamma(a, 0)$

On définit le taux de confiance [42] τ_{CL} comme : $\tau_{CL} = 1 - Pr(n \leq n_0)$. Plus la valeur de μ_M choisie est grande, plus $Pr(n \leq n_0)$ est petit et plus le choix pour la valeur de $\mu_S = \mu_M$ semble incompatible avec le résultat obtenu, et plus le taux de confiance associé à l'intervalle $[0, \mu_M]$ est grand. Le taux de confiance est une fonction croissante de μ_S . On peut donc chercher la valeur μ_S^0 de μ_S correspondant à un certain taux de confiance $\tau_{CL}^0 \equiv 1 - \varepsilon$. Il faut alors résoudre :

$$\varepsilon = Pr(n \leq n_0; \mu_S^0) = \frac{\Gamma(n_0 + 1, \mu_S^0)}{\Gamma(n_0 + 1)} \quad (9.3)$$

On dit alors que les valeurs de $\mu_S \geq \mu_S^0$ sont exclues à $100 * \tau_{CL}^0$ % de confiance. Cela signifie que si la valeur de μ_S est effectivement supérieure à μ_S^0 alors le résultat expérimental obtenu (n_0) avait une probabilité inférieure à $1 - \tau_{CL}^0$ de se produire.

9.2.2 Soustraction du fond

En général, lors d'une expérience, en plus du signal cherché, des événements dus au fond contribuent aux n_0 événements détectés. On suppose pour le nombre n_B d'événements de bruit de fond, une distribution de Poisson de paramètre μ_B connu. Le nombre n_S d'événements dus au signal est supposé indépendant du fond et distribué selon une loi de Poisson de paramètre μ_S inconnu. On veut fixer une limite sur μ_S .

Comme précédemment, on peut chercher la valeur μ_S^0 de μ_S telle que si $\mu_S \geq \mu_S^0$ alors le résultat expérimental avait une probabilité inférieure à $1 - \tau_{CL}^0$ de se produire. Le résultat expérimental est que $n_B + n_S = n_0$ sachant que $n_B \leq n_0$.

La généralisation de (9.3) s'obtient [43] en remplaçant $Pr(n \leq n_0)$ par la probabilité conditionnelle que $n_B + n_S \leq n_0$ sachant que $n_B \leq n_0$.

$$1 - \tau_{CL}^0 = \varepsilon = Pr(n_S + n_B \leq n_0 | n_B \leq n_0; \mu_S^0, \mu_B) \quad (9.4)$$

$$= \frac{e^{-(\mu_S^0 + \mu_B)} \sum_{n=0}^{n_0} \frac{(\mu_S^0 + \mu_B)^n}{n!}}{e^{-\mu_B} \sum_{n=0}^{n_0} \frac{\mu_B^n}{n!}} \quad (9.5)$$

$$= \frac{\Gamma(n_0 + 1, \mu_B + \mu_S^0)}{\Gamma(n_0 + 1, \mu_B)} \quad (9.6)$$

9.3 Estimation bayésienne

Une autre méthode pour obtenir des intervalles de confiance et leur cas particulier de la limite supérieure est d'utiliser la formule de Bayes [42] :

$$P(A)P(B|A) = P(B)P(A|B)$$

où $P(A)$ est la probabilité de A et $P(A|B)$ est la probabilité conditionnelle d'avoir A sachant que B a été réalisé. Dans l'estimation bayésienne [44], A est le paramètre à estimer (ici la moyenne μ_S) et B la mesure expérimentale (ici le nombre n_0 d'événements détectés). On dérive de la formule de Bayes :

$$f(\mu_S)Pr(n = n_0; \mu_S) = Pr(n = n_0)f(\mu_S | n = n_0) \quad (9.7)$$

Supposons que vous deviez parier sur la valeur de μ_S . Avant d'avoir fait une expérience, toutes les valeurs de μ_S conviennent. Si l'expérience donne

comme résultat $n_0 = 4$, les paris vont se concentrer autour de $\mu_S = 4 - \mu_B$. Pour le parieur, cela va se traduire par une évolution de la côte des valeurs de μ_S . Dans la formule (9.7), $f(\mu_S)$ est la côte de μ_S avant l'expérience. On la choisit uniforme de 0 à l'infini. $f(\mu_S|n = n_0)$ est la côte de μ_S sachant que l'expérience a donné $n = n_0$. $Pr(n = n_0)$ est la probabilité d'avoir n_0 événements sans tenir compte de la valeur de μ_S . Ce terme ne dépend pas de μ_S . Enfin, $Pr(n = n_0; \mu_S)$ est la probabilité d'obtenir n_0 événements quand la moyenne de la loi de Poisson est μ_S .

On a donc

$$f(\mu_S|n = n_0) = N_1 Pr(n = n_0; \mu_S)$$

avec N_1 un facteur de normalisation tel que :

$$\int_0^\infty f(\mu_S|n = n_0) d\mu_S = 1$$

Dans le cas d'un processus poissonien avec un bruit de fond moyen¹ μ_B ,

$$Pr(n = n_0; \mu_S) = \frac{e^{-(\mu_S + \mu_B)} (\mu_S + \mu_B)^{n_0}}{n_0!}$$

d'où [44]

$$f(\mu_S|n = n_0) = N_1 \frac{e^{-(\mu_S + \mu_B)} (\mu_S + \mu_B)^{n_0}}{n_0!}$$

Pour une limite supérieure, on va exclure les valeurs de μ_S très grandes qui ont une côte faible. On pose

$$1 - \tau_{CL}^0 = \int_{\mu_S^0}^\infty f(\mu_S|n = n_0) d\mu_S \quad (9.8)$$

$$= \frac{\Gamma(n_0 + 1, \mu_B + \mu_S^0)}{\Gamma(n_0 + 1, \mu_B)} \quad (9.9)$$

μ_S^0 est la limite supérieure sur μ_S et τ_{CL}^0 est le taux de confiance. On retrouve la formule (9.6) de l'interprétation classique.

9.4 Test d'hypothèses

Le problème d'estimation du paramètre μ_S peut être abordé sous un tout autre angle : le test d'hypothèses. Dans le cas de la recherche d'une limite

1. Si on ne désire pas soustraire le fond, $Pr(n = n_0; \mu_S) = \frac{e^{-(\mu_S)} (\mu_S)^{n_0}}{n_0!}$ et l'estimation bayésienne conduit alors à la relation 9.3.

supérieure, il s'agit de faire un test [42] pour distinguer entre les hypothèses $H_0 =$ “il n'y a que le fond” et $H_1 =$ “il y a le fond et le signal avec une valeur moyenne μ_S ”. On définit une fonction f_{test} qui dépend de l'hypothèse et du résultat expérimental. On regarde alors le rapport $\frac{f_{test}(H_1)}{f_{test}(H_0)}$.

Une valeur de ce rapport significativement différente de 1 permet de distinguer les hypothèses². La formule (9.6) peut se réinterpréter dans ce contexte. $1 - \tau_{CL}^0$ y est une mesure de l'écart par rapport à 1 et f_{test} est la fonction (9.1), probabilité de détecter au plus n_0 événements, dont la dépendance avec les hypothèses est contenue dans μ_M qui vaut μ_B pour l'hypothèse H_0 et $\mu_S + \mu_B$ pour l'hypothèse H_1 . Le test d'hypothèse ainsi défini permet de rejeter les hypothèses H_1 quand μ_S est grand et que H_0 est vraie. Il ne permet pas, du fait de sa conception, de tester la véracité de l'hypothèse H_0 . Il ne permet pas non plus de confirmer l'hypothèse H_1 si cette dernière est vraie.

2. si $H_1 \equiv H_0$, le rapport vaut 1.

Chapitre 10

Comparaison d'expériences et optimisation

10.1 Limites en section efficace

La limite supérieure μ_S^0 sur le nombre moyen d'événements de signal calculée dans le chapitre 9 se traduit par une limite supérieure σ_S^0 sur la section efficace par la relation :

$$\sigma_S^0 = \frac{\mu_S^0}{\mathcal{L}\varepsilon_S}$$

où ε_S est l'efficacité de détection du signal.

Les interprétations comme la dernière phrase de la section 9.2 se réécrit telle quelle en remplaçant les nombres moyens μ d'événements par les sections efficaces.

10.2 Comparaison de 2 sélections

Si un même signal est étudié par 2 sélections A et B , alors on produit 2 résultats pour la limite supérieure sur la section efficace σ_S^A et σ_S^B . Comment choisir quelle sélection est la plus sensible au signal ? Pour obtenir un résultat non biaisé, ce choix doit se faire sans utiliser les résultats de A et B .

La section 9.4 permet d'apporter une réponse. La formule (9.6) permet de rejeter des hypothèses H_1 de présence de signal quand l'hypothèse H_0 d'absence de signal est vraie. La meilleure sélection est celle qui en moyenne permet de rejeter le plus grand nombre d'hypothèses H_1 . Dans le cas d'une limite supérieure, la meilleure sélection est celle qui met la limite σ_S^0 la plus faible. Une telle comparaison n'offre d'intérêt que si le résultat expérimental

semble confirmer l'hypothèse H_0 , i.e., le nouveau processus cherché ne s'est pas manifesté.

Pour une sélection, la limite σ_S dépend du nombre n_0 d'événements détectés. C'est donc une variable aléatoire. On peut calculer sa valeur moyenne [45]:

$$\langle \sigma_S^0(n_0) \rangle = \sum_{n_0=0}^{\infty} \sigma_S^0(n_0) \frac{e^{-\mu_B} \mu_B^{n_0}}{n_0!}$$

et

$$\sigma_S^0(n_0) = \frac{\mu_S^0(n_0)}{\mathcal{L}\varepsilon_S}$$

avec $\mu_S^0(n_0)$ vérifiant (9.6).

Pour le calcul numérique de $\langle \sigma_S^0(n_0) \rangle$, la formule (8.1) a été utilisée pour réduire les temps de calculs et améliorer la précision. Elle a été comparée avec le développement de la référence¹ [45] et est en bon accord.

Pour chacune des sélections, il y a une efficacité ε_S et un nombre moyen μ_B de fond attendu différents. La meilleure sélection est celle qui a $\langle \sigma_S^0(n_0) \rangle$ le plus faible.

10.3 Optimisation

Les 2 sélections A et B de la section précédente peuvent différer par la position de coupure sur un même jeu de variables. On peut dès lors rechercher le meilleur jeu de coupures. C'est celui qui minimise $\langle \sigma_S^0(n_0) \rangle$. Notons que $\langle \sigma_S^0(n_0) \rangle$ dépend du jeu de coupures par l'intermédiaire de l'efficacité ε_S de détection du signal et par l'intermédiaire du nombre moyen μ_B de fond attendu.

1. dans la référence [45], $\mu_S^0(n_0)$ vérifie

$$1 - \tau_{\text{CL}}^0 = \frac{\Gamma(n_0 + 1, \mu_S^0)}{\Gamma(n_0 + 1)}$$

Chapitre 11

Combinaison de sélections indépendantes

11.1 Définitions

Le but d'une combinaison est de diminuer les limites supérieures en section efficace quand le signal n'a été mis en évidence par aucune sélection. Dans la suite, pour alléger la notation, 2 sélections indépendantes vont être combinées. La généralisation à un nombre quelconque de sélections est immédiate.

La sélection A (resp. B) détecte le processus P_A (resp P_B) avec une efficacité ε_A (resp ε_B). Elle sélectionne n_0^A (resp n_0^B) événements pour μ_B^A (resp μ_B^B) événements de fond attendus. L'échantillon sur lequel la sélection A (resp B) a été faite correspond à une luminosité intégrée de \mathcal{L}_A (resp \mathcal{L}_B). On note $\sigma_{B/A}$ le rapport des sections efficaces théoriques du processus P_B sur le processus P_A .

11.2 Méthode 1

La première méthode considère la sélection $A + B$ comme une unique sélection ayant enregistrée $n_0 = n_0^A + n_0^B$ événements pour $\mu_B = \mu_B^A + \mu_B^B$ attendus. En utilisant les méthodes du chapitre 9, on peut en déduire une limite supérieure μ_S^0 sur le nombre moyen d'événements de signal. On en déduit la limite supérieure σ_S^0 sur la section efficace du processus P_A par la relation :

$$\mu_S^0 = \sigma_S^0(\varepsilon_A \mathcal{L}_A + \sigma_{B/A} \varepsilon_B \mathcal{L}_B) \quad (11.1)$$

On peut remarquer que σ_S^0 dépend en général de $\sigma_{B/A}$ qui est une grandeur théorique.

Avantage

Quelque soit ce qui est combiné, la limite μ_S^0 sur le nombre d'événements de signal ne dépend d'aucun paramètre théorique.

Inconvénient

Considérons que pour un signal donné, on ait fait une sélection lâche et une sélection stricte telles que tout événement sélectionné par la sélection stricte l'est aussi par la sélection lâche. Soient $\varepsilon_{lâche}$, $n_0^{lâche}$, $\mu_B^{lâche}$ (resp ε_{strict} , n_0^{strict} , μ_B^{strict}) l'efficacité, le nombre d'événements sélectionnés et le fond attendu de la sélection lâche (resp stricte). Prenons pour A la sélection stricte et pour B la sélection qui conserve les événements sélectionnés par la sélection lâche mais non sélectionnés par la sélection stricte. On a donc :

$$\begin{aligned}\varepsilon_A &= \varepsilon_{strict} & ; & \quad \varepsilon_B = \varepsilon_{lâche} - \varepsilon_{strict} \\ \mu_B^A &= \mu_B^{strict} & ; & \quad \mu_B^B = \mu_B^{lâche} - \mu_B^{strict} \\ n_0^A &= n_0^{strict} & ; & \quad n_0^B = n_0^{lâche} - n_0^{strict} \\ \mathcal{L}_A &= \mathcal{L}_B & ; & \quad \sigma_{B/A} = 1\end{aligned}$$

La sélection $A + B$ est caractérisée par $\mu_B = \mu_B^{lâche}$ et $n_0 = n_0^{lâche}$: c'est la sélection lâche. La limite μ_S est donc la limite $\mu_S^{lâche}$ obtenue avec la sélection lâche. La limite en section efficace est d'après (11.1) :

$$\sigma_S^0 = \frac{\mu_S^{lâche}}{\varepsilon_A \mathcal{L} + \varepsilon_B \mathcal{L}} = \frac{\mu_S^{lâche}}{\varepsilon_{lâche} \mathcal{L}} = \sigma_S^{lâche}$$

La combinaison a fait perdre le gain qu'apportait la sélection stricte en terme de rapport signal sur bruit.

11.3 Méthode 2

Dans le test d'hypothèse de la section 9.4, on prend comme fonction de test le produit $Pr(n_A \leq n_0^A)Pr(n_B \leq n_0^B)$. Cette fonction est la probabilité de détecter au plus n_0^A événements avec la sélection A et au plus n_0^B événements avec la sélection B . On obtient ainsi une généralisation de (9.6) :

$$1 - \tau_{CL}^0 = \frac{Pr(n_A \leq n_0^A; \mu_B^A + \mu_S^A)Pr(n_B \leq n_0^B; \mu_B^B + \mu_S^B)}{Pr(n_A \leq n_0^A; \mu_B^A)Pr(n_B \leq n_0^B; \mu_B^B)}$$

avec $\mu_S^A = \sigma_S^0 \mathcal{L}_A \varepsilon_A$ et $\mu_S^B = \sigma_S^0 \sigma_{B/A} \mathcal{L}_B \varepsilon_B$. τ_{CL}^0 est le taux de confiance désiré.

La limite σ_S^0 en section efficace est donnée par :

$$1 - \tau_{\text{CL}}^0 = \frac{\Gamma(n_0^A + 1, \mu_B^A + \sigma_S^0 \mathcal{L}_A \varepsilon_A) \Gamma(n_0^B + 1, \mu_B^B + \sigma_S^0 \sigma_{B/A} \mathcal{L}_B \varepsilon_B)}{\Gamma(n_0^A + 1, \mu_B^A) \Gamma(n_0^B + 1, \mu_B^B)} \quad (11.2)$$

Dans la référence [45], le même procédé est décrit mais sans soustraction du fond. Dans ce cas là, la limite σ_S^0 vérifie :

$$1 - \tau_{\text{CL}}^0 = \frac{\Gamma(n_0^A + 1, \sigma_S^0 \mathcal{L}_A \varepsilon_A) \Gamma(n_0^B + 1, \sigma_S^0 \sigma_{B/A} \mathcal{L}_B \varepsilon_B)}{\Gamma(n_0^A + 1) \Gamma(n_0^B + 1)}$$

Avantages

Par rapport à l'exemple de la section précédente avec sélection lâche et sélection strict, cette méthode permet de combiner sans perdre l'intérêt de la sélection stricte.

Considérons maintenant le cas où les 2 sélections testent le même processus ($P_A \equiv P_B, \sigma_{B/A} = 1$) sur le même échantillon ($\mathcal{L}_A = \mathcal{L}_B$). En général, l'efficacité de la sélection est estimée par le rapport du nombre d'événements signal sélectionnés sur le nombre d'événements signal produits. Si $\varepsilon_A \gg \varepsilon_B$, l'erreur sur ε_B sera grande devant celle sur ε_A mais dans le même temps, du fait de la petitesse de ε_B , le résultat de la sélection B contribuera peu à la limite σ_S^0 .

Inconvénient

La dépendance de la limite avec le paramètre théorique $\sigma_{B/A}$ est compliquée.

Quatrième partie

Photon unique

Chapitre 12

Analyse photon unique

12.1 Les processus standard

La recherche d'événements photon unique permet d'étudier le processus $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma(\gamma)$ (figure 12.1). Pour des photons de haute énergie, ce processus n'a quasiment pas de fond. Il a été utilisé à LEP1 pour déterminer le nombre de familles de neutrinos. A LEP2, il permet de tester la validité du Modèle Standard dans le secteur des interactions faibles.

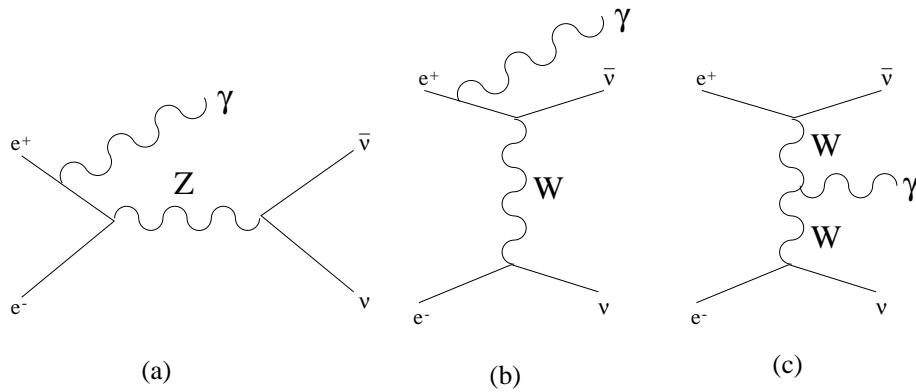
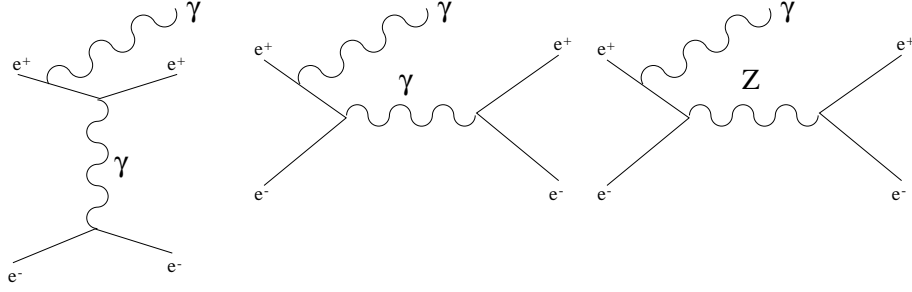
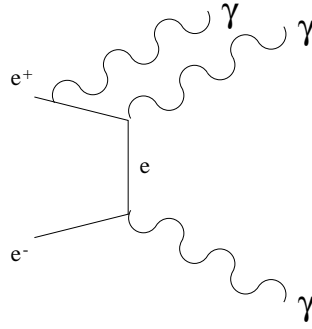


FIG. 12.1 – Diagrammes de Feynman pour le processus $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma(\gamma)$.

Deux processus du Modèle Standard sont susceptibles d'engendrer un fond pour le processus $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma(\gamma)$. Le premier est le Bhabha radiatif ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma(\gamma)$) (figure 12.2) dans lequel les 2 électrons finals sont perdus dans le tube à vide. Du fait de la cinématique, les photons produits par ce mécanisme ont nécessairement une faible énergie transverse (voir 15.3). Pour des photons de moins de 5 GeV, c'est le processus principal.

FIG. 12.2 – *Diagrammes de Feynman pour le processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$.*

Enfin, le processus $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$ (figure 12.3) peut contribuer légèrement au fond.

FIG. 12.3 – *Diagramme de Feynman pour le processus $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$.*

Les simulations de ces processus ont été faites avec KORALZ [46] pour $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma(\gamma)$, TEEGG [47] pour $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma(\gamma)$ et GGG [48] pour $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$. La table 12.1 liste les statistiques simulées pour chaque énergie.

\sqrt{s} (GeV)	$\nu\bar{\nu}\gamma(\gamma)$	$e^+e^-\gamma(\gamma)$	$\gamma\gamma(\gamma)$
189	60	16	6
192+196	35	5	20
200+202	15	5	20

TAB. 12.1 – *Rapport entre luminosité simulée et luminosité récoltée pour chaque canal en fonction de l'énergie.*

12.2 Analyses

Un événement sera considéré comme candidat $\nu\bar{\nu}\gamma(\gamma)$ s'il est sélectionné directement ou s'il remplit les conditions d'une sélection dite de repêchage.

12.2.1 Sélection directe

Le but de la sélection directe est de conserver les événements avec uniquement un photon, issus du processus $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma(\gamma)$. La première étape de l'analyse consiste à ne conserver que les événements étiquetés photon unique. Cet étiquetage est effectué par le programme de reconstruction (Cf 3.1). Il n'utilise que les informations du BGO et vise à identifier les événements avec 1 ou 2 bumps électromagnétiques dans le tonneau. Seules les données des événements étiquetés sont récupérées dans la suite de l'analyse.

Le photon doit être dans le tonneau du BGO. Le rapport signal sur bruit y est meilleur que dans les bouchons. Dans ceux-ci le processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ produit beaucoup d'électrons et de photons à bas angle et, de plus, la distinction entre photon et électron est de plus en plus difficile quand l'angle θ d'émission diminue. Le bump correspondant au photon doit avoir des caractéristiques électromagnétiques (Cf section 2.3.2). Son énergie doit être supérieure à 5 GeV. Ceci permet de rejeter l'essentiel du fond $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$.

Le reste du détecteur doit être inoccupé. Il ne doit pas y avoir :

- plus de 1 GeV dans les LUMI.
- de dépôt significatif d'énergie dans les ALR.
- de bump BGO de plus de 120 MeV en dehors des bumps appartenant au cluster du photon.
- de dépôt d'énergie de plus de 4 GeV dans le HCAL sauf si ce dépôt est situé à moins de 5° du photon. Dans les bouchons du HCAL situé derrière les bouchons du BGO (i.e pour $\theta > 11^\circ$), l'énergie maximale autorisée pour un dépôt est de 7 GeV.
- de dépôt d'énergie de plus de 5 GeV dans les EGAP.
- de muon identifié par des traces dans les chambres à muons.
- de trace significative dans la TEC. Est considérée significative toute trace ayant touché au moins 20 fils ou commençant dans la TEC interne ou ayant un paramètre d'impact dans le plan $r\phi$ inférieur à 2 cm.

La liste des critères ci-dessus définit les coupures de veto. La valeur de chaque coupure a été déterminée par une étude sur les événements “beam-gate” (Cf section 12.4.3).

Avec le jeu de coupures précédent, l'échantillon d'événements photon unique obtenu contient des événements dus aux rayonnement cosmique. En effet, chaque détecteur de L3 a son propre temps d'intégration et celui du BGO est le plus long. A chaque croisement de faisceau, il existe donc une fenêtre en temps pendant laquelle seul le BGO est actif. Il arrive que pendant cette phase, un muon cosmique traverse le détecteur en radiant un photon, simulant ainsi un événement photon unique. Les critères d'électromagnéticité du bump du photon permettent de rejeter certains de ces événements. Les cosmiques restant sont éliminés en combinant les informations du déclenchement des chambres à muons, du BGO, de la TEC et des scintillateurs. La contamination de l'échantillon après l'utilisation de toutes ces coupures est inférieure à 1%.

Les événements vérifiant tous ces critères et non identifiés comme cosmique sont retenus comme événement photon unique. Il va leur être ajouté des événements repêchés.

12.2.2 Repêchage

Le repêchage a pour but de rendre la sélection moins sensible au bruit momentané d'un élément de veto. Il concerne les événements qui n'ont pas été sélectionnés du fait d'une seule coupure de veto. Les critères définis sont conçus pour récupérer un maximum d'événements dus au processus $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma(\gamma)$ sans récupérer des événements dus au processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$. Les coupures de veto donnant accès à un repêchage sont celles sur les LUMI, les ALR et le BGO.

LUMI et ALR

Il y a 2 possibilités pour lesquelles un événement présentant un dépôt d'énergie dans les ALR (ou LUMI) peut être repêché.

- Si le moment transverse du photon est supérieur au moment transverse maximum que peut engendrer le processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ pour lequel un électron final est dans le tube et l'autre dans les ALR (ou LUMI).
- Si le dépôt d'énergie est incompatible avec le processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$. On suppose qu'un seul des électrons dans l'état final est dévié. La connaissance de l'énergie et de la direction du photon permet de prédire la direction $(\theta_{pred}, \phi_{pred})$ de l'électron dévié. Dans le cas d'un dépôt dans

les LUMI, on demande que l'impulsion transverse totale de l'événement dépasse 3 GeV et que l'acoplanarité¹ entre le dépôt et le photon soit supérieure à 10°. Dans le cas d'un dépôt dans les ALR, on demande que l'acoplanarité entre le dépôt et le photon soit supérieure à 20° et que $|\theta - \theta_{pred}| > 1.5^\circ$.

Une sélection électron unique identique à la sélection directe de photon unique mais demandant un électron dans le tonneau a été définie. Le veto, LUMI ou ALR, pour lequel un repêchage doit être défini a été enlevé. Les événements conservés par cette sélection électron unique sont dus aux processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ et de physique à 2-photons. Les coupures de repêchage LUMI et ALR ont été définies de sorte à supprimer la quasi totalité des événements électron unique ainsi sélectionnés.

BGO

Le repêchage d'événements rejetés par le seul veto sur le BGO distingue 2 cas.

Le premier est la présence d'un deuxième photon (bump électromagnétique). Dans ce cas, pour avoir repêchage, il ne doit pas y avoir de troisième bump. L'énergie du deuxième photon doit être inférieure à 5 GeV et l'acoplanarité entre les 2 photons doit être supérieure à 20°.

Le deuxième cas est la présence d'autres bumps non électromagnétiques. Le repêchage a alors lieu si l'énergie totale de tous ces bumps supplémentaires ne dépasse pas 2 GeV et si l'acoplanarité entre le photon et le bump supplémentaire le plus énergétique dépasse 20°.

12.3 Résultats

Le tableau 12.2 indique le nombre d'événements sélectionnés et attendus pour chaque processus pour les 3 énergies suivantes $\sqrt{s} = 189$ GeV, $\sqrt{s} = 196$ GeV et $\sqrt{s} = 200$ GeV². La prédiction du Monte-Carlo est pondérée par un facteur 0.91 pour l'année 1998 et 0.93 pour l'année 1999. Ces facteurs résultent des contrôles effectués sur la validité de la simulation (Cf section 12.4). La contribution des processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ et $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ est négligeable par rapport au processus $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma(\gamma)$. On constate un accord

1. L'acoplanarité de 2 éléments situés à des angles ϕ_1 et ϕ_2 est définie par $||\phi_1 - \phi_2| - 180^\circ|$.

2. $\sqrt{s} = 196$ GeV désignera par la suite l'échantillon récolté pour des énergies voisines de 192 GeV et 196 GeV. $\sqrt{s} = 200$ GeV désignera l'échantillon récolté pour des énergies voisines de 200 GeV et 202 GeV.

énergie	luminosité	données	$\nu\bar{\nu}\gamma(\gamma)$	$e^+e^-\gamma$	$\gamma\gamma\gamma$
189 GeV	175.6 pb ⁻¹	266	271.8	0.2 ± 0.1	0.3 ± 0.1
192 et 196 GeV	113.6 pb ⁻¹	178	158.4	0.4 ± 0.3	< 0.1
200 et 202 GeV	119.7 pb ⁻¹	183	167.3	0.4 ± 0.3	< 0.05

TAB. 12.2 – *Luminosité et nombre d'événements sélectionnés et prédits pour chaque processus pour $189 \text{ GeV} \leq \sqrt{s} \leq 202 \text{ GeV}$.*

entre les données et la prédiction à $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$ et un excès de données pour les énergies supérieures. Cet excès est de 1.5σ pour $\sqrt{s} = 196 \text{ GeV}$ et de 1.2σ pour $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$. En combinant ces 2 échantillons, l'excès passe à 1.9σ .

Les figures 12.4, 12.5 et 12.6 représentent la distribution en énergie normalisée à l'énergie du faisceau ($E_\gamma/E_{\text{faisceau}}$) pour chacun des 3 échantillons. Sur ces figures, le pic autour de 0.75 est dû au retour radiatif au Z. Il s'agit de la contribution du diagramme de la figure 12.1a. Quand l'énergie du photon rayonné est telle que l'énergie du système e^+e^- restant est voisine de la masse du Z, il y a résonance et la section efficace est augmentée. Les diagrammes 12.1b et 12.1c ne présentent pas une telle résonance, ils contribuent essentiellement pour des énergies renormalisées inférieures à 0.6.

Au dessous des spectres des figures 12.4, 12.5 et 12.6, sont représentés les distributions de la différence entre le nombre d'événements sélectionnés et le nombre d'événements attendus en fonction de l'énergie renormalisée du photon. A 189 GeV, on constate un déficit important d'événements dans le pic par rapport à la prédiction. Ce déficit est en partie comblé par un léger excès d'événements pour $E_\gamma/E_{\text{faisceau}} < 0.3$.

Pour $\sqrt{s} = 196 \text{ GeV}$ et $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$, ce déficit n'apparaît pas. Par contre, pour $E_\gamma/E_{\text{faisceau}} < 0.7$, il y a un excès de données par rapport à la prédiction. Cet excès se retrouve dans le nombre total d'événements.

12.4 Contrôles

Des contrôles visant à repérer les différences entre la simulation et la réalité ont été effectués. Certains ont conduit à repondérer les prédictions des Monte-Carlo. Cette correction est incluse dans les résultats présentés. Ces contrôles permettent d'affirmer que les différences observées entre données et simulation ne résultent pas d'une mauvaise compréhension du détecteur.

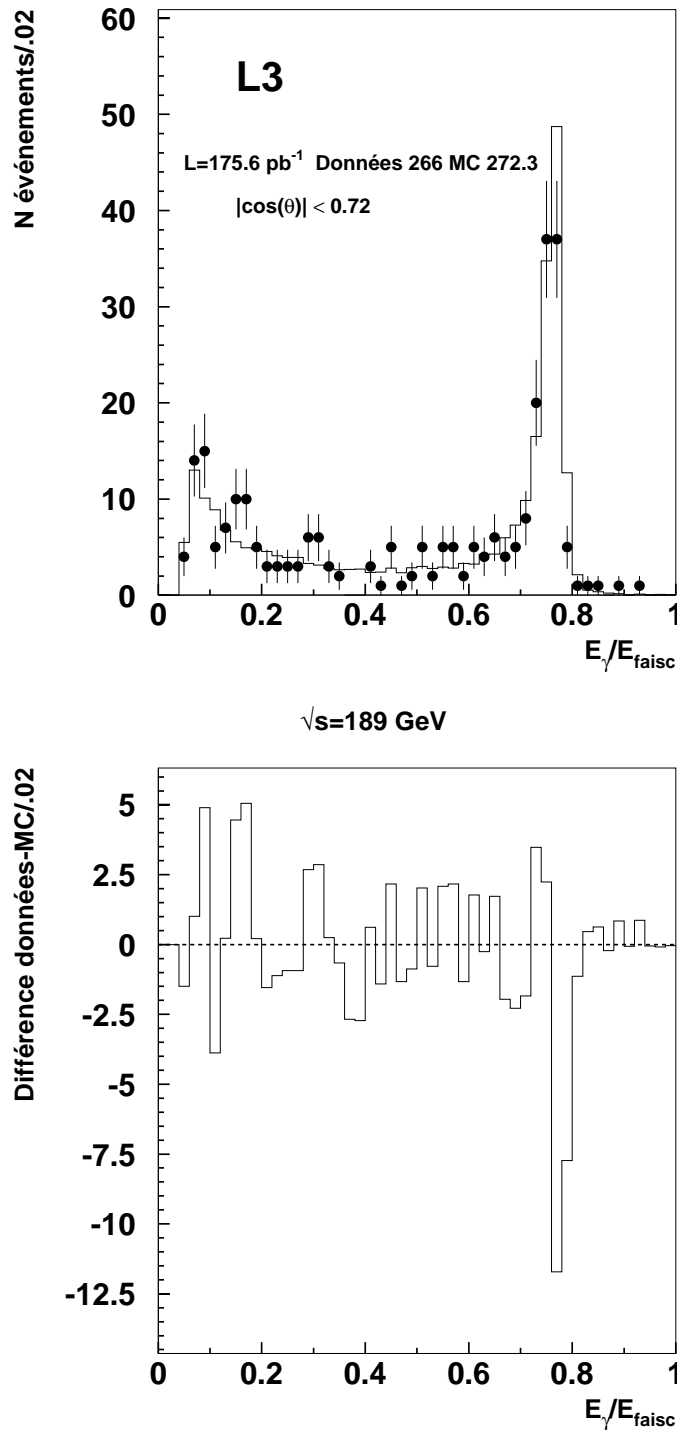


FIG. 12.4 – En haut, spectre en énergie normalisée à l'énergie du faisceau des événements photon unique sélectionnés (points) et prédiction Monte-Carlo (histogramme) à $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$. En bas, différence entre le nombre d'événements observés et le nombre attendu en fonction de l'énergie normalisée à l'énergie du faisceau.

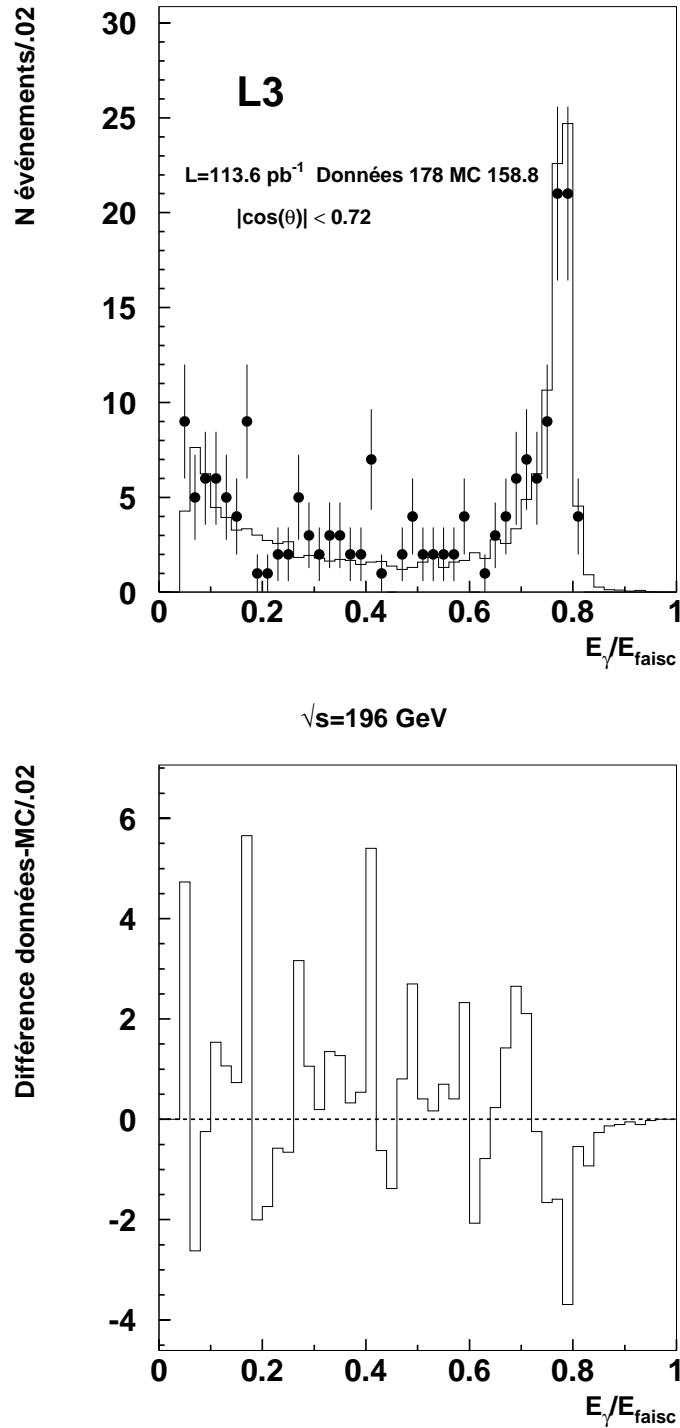


FIG. 12.5 – En haut, spectre en énergie normalisée à l'énergie du faisceau des événements photon unique sélectionnés (points) et prédiction Monte-Carlo (histogramme) à $\sqrt{s} = 196 \text{ GeV}$. En bas, différence entre le nombre d'événements observés et le nombre attendu en fonction de l'énergie normalisée à l'énergie du faisceau.

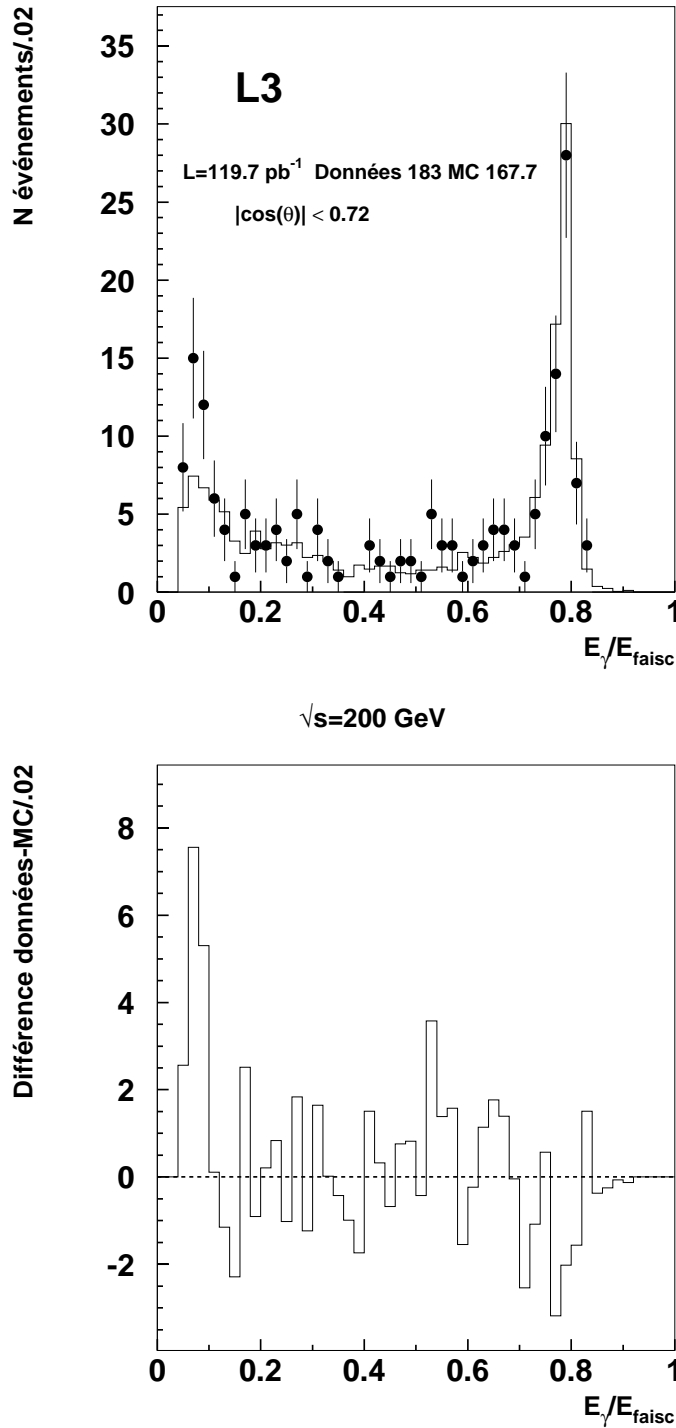


FIG. 12.6 – En haut, spectre en énergie normalisée à l'énergie du faisceau des événements photon unique sélectionnés (points) et prédiction Monte-Carlo (histogramme) à $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$. En bas, différence entre le nombre d'événements observés et le nombre attendu en fonction de l'énergie normalisée à l'énergie du faisceau.

12.4.1 Taux de conversion des photons

sélection des événements

Les conversions de photons sont mesurées à l'aide des données et comparées aux prédictions de la simulation. Cette mesure est faite pour des photons de haute énergie en utilisant le processus $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$. La première étape est de sélectionner des événements $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ avec ou sans conversion de photons. Pour cela, les coupures suivantes sont appliquées aux événements :

- Il doit y avoir au moins 2 bumps électromagnétiques dans le tonneau du BGO.
- Le photon le plus énergétique doit avoir une énergie supérieure à 70 GeV et le second une énergie supérieure à 50 GeV.
- Ces photons doivent être émis dans 2 directions opposées soit :
 - $|\theta_{\gamma 1} + \theta_{\gamma 2} - 180^\circ| \leq 5^\circ$
 - $||\phi_{\gamma 1} - \phi_{\gamma 2}| - 180^\circ| \leq 1^\circ$
- Au moins un de ces “photons” ne doit avoir aucune trace TEC dans un cône de 30° autour de sa direction.
- Il ne doit pas y avoir de bonne trace TEC à plus de 30° de chacun des 2 photons. Pour cette analyse, une bonne trace TEC est définie comme une trace d'au moins 20 fils touchés avec un paramètre d'impact dans le plan $r - \phi$ inférieur à 1 cm et débutant dans la TEC interne.

Les deux dernières coupures servent à rejeter les événements Bhabha.

Les événements ainsi obtenus contiennent 2 bumps électromagnétiques de haute énergie, de directions opposées, dont un peut éventuellement être connecté à des traces TEC. Un bump est déclaré connecté à une trace TEC si cette trace se trouve à moins de 10° du bump avec un écart en ϕ inférieur à 2° . Les résultats obtenus sont listés dans la table 12.3. Cette table donne le nombre de bonnes traces connectées à un bump pour les données, le processus $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ simulé avec GGG et le processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ simulé avec BHWIDE [49].

Estimation du taux de conversion

En appelant τ le taux de conversion d'un photon, le nombre n_0 d'événements sans photon converti est proportionnel à $(1 - \tau)^2$. Le nombre n_1 d'événements avec un photon converti est proportionnel à $2\tau(1 - \tau)$. Les

année	nombre de bonnes traces TEC connectées	données	$e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$	$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$
1998	0	480	519.	3.2
	1	29	9.6	13.7
	≥ 2	11	3.7	0.1
1999	0	537	634.	5.6
	1	57	17.4	17.2
	≥ 2	15	6.5	0.3

TAB. 12.3 – Nombre de bonnes traces TEC connectées à un bump pour les données, le signal $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ et le fond $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$.

événements avec 2 photons convertis ne sont pas sélectionnés. Le rapport $r = \frac{n_1}{n_0}$ est relié au taux de conversion par :

$$r = \frac{2\tau}{1 - \tau}$$

d'où

$$\tau = \frac{r}{r + 2}$$

Dans le cas de la simulation $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ à 189 GeV, on a $n_0 = 519$ et $n_1 = 9.6 + 3.7 = 13.3$, cela conduit à un taux de conversion $\tau_{MC} = 1.27\%$. En tenant compte de l'erreur statistique sur le nombre d'événements simulés, on obtient :

$$\tau_{MC} = 1.27 \pm 0.08\%$$

Pour les données, la même procédure est appliquée. Pour l'estimation de n_0 et n_1 , le nombre d'événements prédit par le processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ est soustrait au nombre d'événements détectés. On obtient, $n_0 = 480 - 3.2 \simeq 480$ et $n_1 = (29 + 11) - (13.7 + 0.1)$. Le taux de conversion obtenue est $\tau_{DATA} = 2.7\%$.

En prenant en compte, les erreurs statistiques sur les nombres d'événements détectés, on obtient :

$$\frac{\Delta r}{r} = \frac{1}{\sqrt{29 + 11}} + \frac{1}{\sqrt{480}} = 20\%$$

d'où

$$\frac{\Delta \tau}{\tau} = \frac{2}{2 + r} \frac{\Delta r}{r} = 20\%$$

Le taux de conversion mesuré est donc :

$$\tau_{DATA} = 2.7 \pm 0.55\%$$

L'écart entre simulation et données est donc de :

$$\frac{\tau_{DATA}}{\tau_{MC}} = 2.1 \pm 0.6$$

Le même calcul a été fait pour l'année 1999, on obtient :

$$\tau_{MC} = 1.85 \pm 0.15\%$$

$$\tau_{DATA} = 4.8 \pm 0.75\%$$

$$\frac{\tau_{DATA}}{\tau_{MC}} = 2.6 \pm 0.6$$

En combinant les 2 années, on obtient :

$$\tau_{MC} = 1.59 \pm 0.08\%$$

$$\tau_{DATA} = 3.9 \pm 0.5\%$$

$$\frac{\tau_{DATA}}{\tau_{MC}} = 2.45 \pm 0.4$$

Le taux de conversion des photons de haute énergie dans le tonneau est un peu plus de 2 fois plus élevé dans les données que dans la simulation. Le rejet des événements avec un photon converti conserve 96.1% des événements des données et 98.41% des événements simulés. Après ce rejet, la prédiction du Monte-Carlo sur le nombre d'événements restants sera surestimée d'environ 2.5%.

12.4.2 Efficacité du déclenchement énergie

L'efficacité du déclenchement énergie est estimée à partir d'événements n'ayant qu'un bump dans le tonneau du BGO et ayant allumé un déclenchement de niveau 1 autre que le déclenchement énergie. La figure 12.7 représente le nombre d'événements ainsi sélectionnés en fonction de l'énergie du bump.

Le très grand nombre d'événements à basse énergie est dû au processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ dans lequel seul un électron est dans le tonneau du BGO. L'autre électron et/ou le photon étant dans une autre partie du détecteur.

L'efficacité mesurée du déclenchement énergie est de $92.7 \pm 0.4\%$ pour des bumps de plus de 8 GeV, seuil du déclenchement cluster BGO.

La même procédure est appliquée aux événements simulés. L'efficacité trouvée y est de $95.3 \pm 0.2\%$. On constate que la simulation du déclenchement énergie est plus efficace d'environ 3% que la réalité. La figure 12.8 représente l'efficacité du déclenchement énergie en fonction de l'énergie du bump.

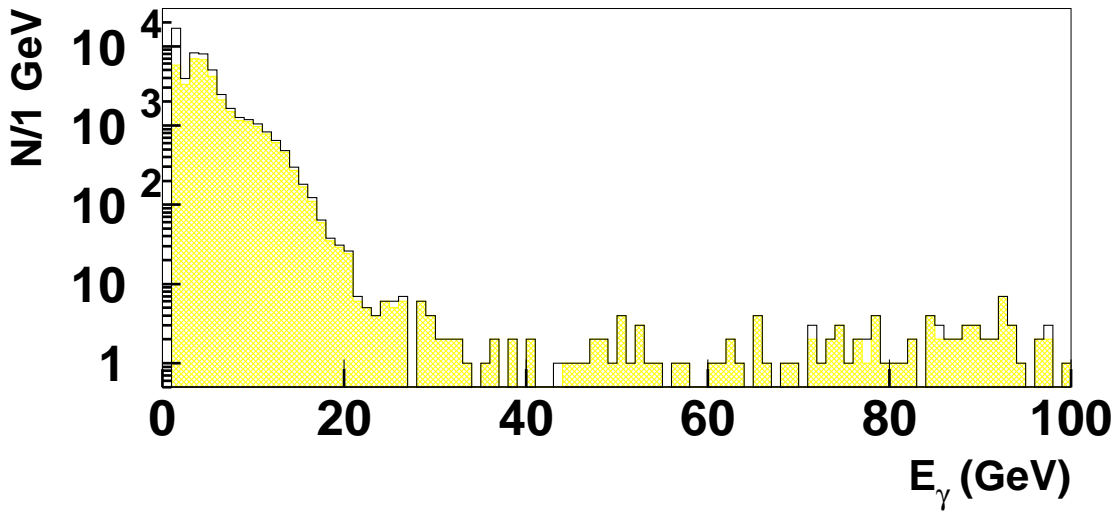


FIG. 12.7 – *Distribution en énergie des événements utilisés pour la mesure de l'efficacité du déclenchement énergie (histogramme). L'histogramme hachuré représente la distribution des événements ayant en plus allumé le déclenchement énergie.*

12.4.3 Veto

Deux types de contrôle sont effectués pour les veto. Le premier est la mesure de l'inefficacité introduite par les coupures de veto et non incluse dans la simulation. Cette inefficacité est due au bruit électronique et aux interactions faisceau-gaz. Son estimation est faite à partir des événements “beam-gate” qui sont des événements pour lesquels la décision de déclencher l'acquisition a été prise sans utiliser le contenu du détecteur. La fréquence d'enregistrement de ces événements est de 0.1 Hz. L'inefficacité des coupures de veto ainsi mesurée est de l'ordre de 4% avant repêchage. Ces mêmes événements permettent aussi de contrôler la stabilité de cette inefficacité au cours du temps. C'est à partir de ces événements que la position des coupures de veto a été définie.

Le deuxième contrôle surveille l'efficacité des coupures de veto. Le processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ donne des événements photon unique quand les 2 électrons sont dans le tube à vide et le photon dans le tonneau. Il donne des événements électron unique quand un électron et un photon sont dans le tube à vide et que l'autre électron est dans le tonneau. Le taux des événements électron unique est environ 30 fois plus important que celui des événements photon unique. Les événements électron unique sont sélectionnés en enlevant la coupure de veto sur la TEC. Le seuil en énergie à 5 GeV de la sélection photon

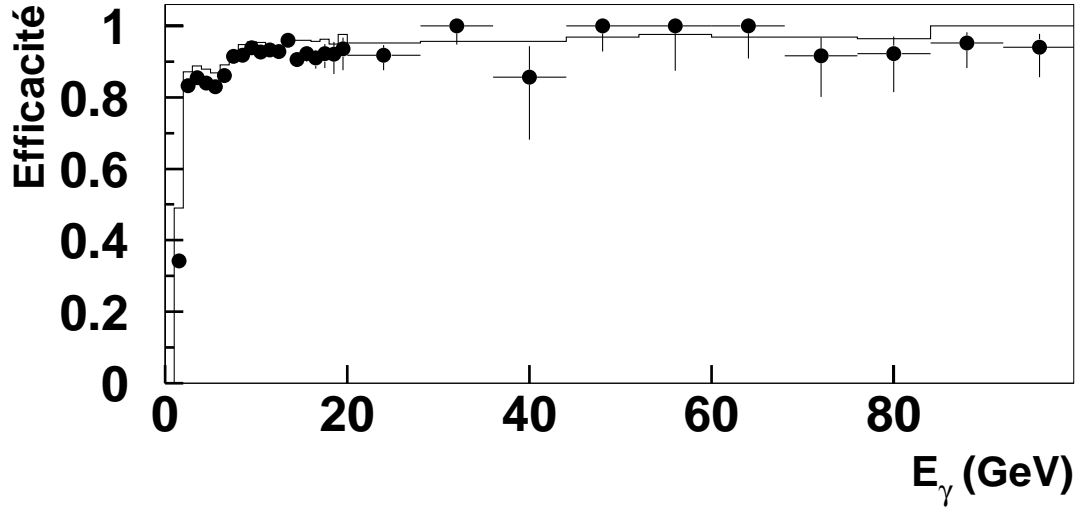


FIG. 12.8 – *Efficacité du déclenchement énergie en fonction de l'énergie du bump pour les données (points) et la simulation (ligne continue).*

unique fait qu'il n'y a que quelques événements électron unique sélectionnés en plus des événements photon unique. Néanmoins, cette sélection sans veto sur la TEC est utilisée dans le contrôle des autres veto.

La coupure de veto du HCAL³ puis celle des ALR ont été tour à tour supprimées pour les événements électron et photon unique. La conséquence immédiate est l'apparition d'un pic dans la distribution en énergie de ces événements. Ce pic correspond à des événements du processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ dans lequel une particule de l'état final est dans le tonneau, une deuxième est dans le tube à vide et la troisième dans le détecteur pour lequel le veto a été enlevé. L'absence de pic dans l'échantillon final d'événements électron unique garantit que ces veto ont fonctionné.

12.4.4 Facteur de correction

L'étude des différences entre réalité et simulation montre que l'efficacité de détection d'un photon unique est surestimée par la simulation. On définit, à l'aide des résultats de cette étude un facteur de correction à appliquer à la prédiction du Monte-Carlo. Ce facteur est de 0.91 pour l'année 1998 et de 0.93 pour l'année 1999. Ces chiffres regroupent les différences observées

3. Il arrive qu'une particule se faufille entre les ALR et les bouchons du BGO sans être signalée par ces 2 détecteurs. Le HCAL est alors le seul détecteur permettant de détecter cette particule.

au niveau de la simulation de l'efficacité du déclenchement, des processus de conversion dans la TEC et de l'inefficacité des veto.

Chapitre 13

Recherche de nouvelle physique

13.1 Signaux supersymétriques

Dans le MSSM, le $\tilde{\chi}_2^0$ peut se désintégrer dans la LSP $\tilde{\chi}_1^0$ en $\tilde{\chi}_1^0\gamma$ par des diagrammes comme celui de la figure 13.1 [50][51]. Ce mode de désintégration

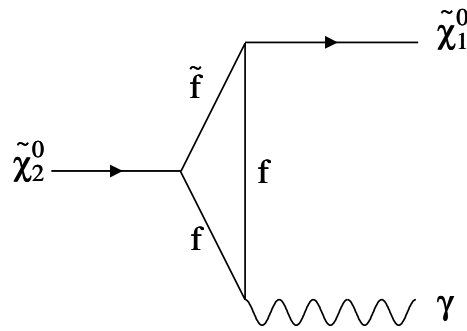


FIG. 13.1 – Un des diagrammes de Feynman pour la désintégration $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\gamma$.

est important quand le mode de l'arbre $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 f \bar{f}$ est supprimé. Cette désintégration peut se faire soit par l'intermédiaire d'un Z qui se couple préférentiellement aux higgsinos, soit par l'intermédiaire d'un sfermion qui se couple préférentiellement aux jauginos. La suppression des modes de l'arbre se produit quand le $\tilde{\chi}_2^0$ et le $\tilde{\chi}_1^0$ sont de natures différentes : l'un est jaugino et l'autre higgsino[51]. Cette configuration est très rare si la relation (7.19) est vérifiée. Néanmoins, en relâchant cette condition, on peut trouver des régions avec une telle configuration. C'est le cas, par exemple, pour les valeurs

suivantes des paramètres supersymétriques [51] :

$$\left\{ \begin{array}{l} M_1 \simeq M_2 \\ \tan \beta \simeq 1 \\ \mu < 0 \\ \frac{M_Z}{2} < M_2 < M_Z \frac{1+\sqrt{3}}{2} \end{array} \right.$$

Au LEP, cela conduit aux signaux photon unique

$$e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 \gamma$$

et 2 photons acoplanaires + énergie manquante

$$e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 \gamma \gamma.$$

Le $\tilde{\chi}_1^0$ étant invisible, seul les photons sont détectés.

Dans le modèle GMSB, la LSP est le \tilde{G} . Quand la NLSP (seconde particule supersymétrique la plus légère) est un $\tilde{\chi}_1^0$, celui-ci est de type bino, le $\tilde{\chi}_1^0$ se désintègre à 100% en $\tilde{G}\gamma$ si $M_{\tilde{\chi}_1^0} < M_Z$. Pour $M_{\tilde{\chi}_1^0} < 200$ GeV, ce taux de branchement reste au dessus de 80%. Le \tilde{G} étant invisible, cela conduit aussi, au LEP, à des signaux photon unique par

$$e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{G} \rightarrow \tilde{G} \tilde{G} \gamma$$

et 2 photons acoplanaires + énergie manquante par

$$e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \tilde{G} \tilde{G} \gamma \gamma$$

Ces 2 cas de figures se résument en disant qu'une particule A se désintègre en une particule B invisible et un photon. Les signaux cherchés sont donc :

$$\begin{aligned} e^+e^- &\rightarrow AB \rightarrow BB\gamma \\ e^+e^- &\rightarrow AA \rightarrow BB\gamma\gamma \end{aligned}$$

Ce type de configuration peut expliquer un événement $p\bar{p} \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma \cancel{E_T}$ X rapporté par la collaboration CDF [52]. Ses caractéristiques cinématiques le rendent difficilement explicable par le Modèle Standard. Les explications liées à la supersymétrie et proposées pour cet événement passent par la création d'une paire de sélectrons [53][54] : $p\bar{p} \rightarrow \tilde{e}^+\tilde{e}^-$ X suivie de la désintégration $\tilde{e}^\pm \rightarrow e^\pm A \rightarrow e^\pm B\gamma$. Une autre possibilité est la création d'une paire de charginos : $p\bar{p} \rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_1^\pm$ X suivie de la désintégration $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow e^\pm \nu_e A \rightarrow e^\pm \nu_e B\gamma$. Une troisième possibilité est la production associée du neutralino $\tilde{\chi}_2^0$ et d'un neutralino plus lourd : $p\bar{p} \rightarrow \tilde{\chi}_j^0 \tilde{\chi}_2^0$ X suivie des désintégrations $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \gamma$ et $\tilde{\chi}_j^0 \rightarrow e^+e^-\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow e^+e^-\tilde{\chi}_1^0 \gamma$. Néanmoins, la cinématique de l'événement défavorise cette dernière interprétation [53].

13.2 Cinématique

Le référentiel du laboratoire est le référentiel du centre de masse du système $e^+ e^-$. L'énergie du système dans ce référentiel est \sqrt{s} . Pour le processus $e^+ e^- \rightarrow AB \rightarrow BB\gamma$ de production d'une particule A de masse M_A et d'une particule B de masse M_B , la cinématique détermine entièrement l'énergie E_A de la particule A dans le laboratoire :

$$E_A = \frac{\sqrt{s}}{2} + \frac{M_A^2 - M_B^2}{2\sqrt{s}} = \frac{1}{2\sqrt{s}}(s + M_A^2 - M_B^2) \quad (13.1)$$

L'impulsion s'en déduit :

$$P_A = \frac{1}{2\sqrt{s}} \sqrt{(s - M_A^2 - M_B^2)^2 - 4M_A^2 M_B^2} \quad (13.2)$$

Ensuite, on prend en compte la désintégration de A . L'énergie du photon émis, dans le référentiel propre de A est :

$$E'_\gamma = \frac{M_A^2 - M_B^2}{2M_A} \quad (13.3)$$

Par une transformation de Lorentz, on calcule l'énergie du photon dans le référentiel du laboratoire :

$$E_\gamma = \frac{M_A^2 - M_B^2}{2M_A^2} (E_A + P_A \cos \theta') \quad (13.4)$$

où θ' est l'angle, mesuré dans le référentiel de repos de A , entre l'impulsion du photon et la direction de la transformation de Lorentz spéciale qui fait passer dans le référentiel du laboratoire.

Le photon a donc une énergie comprise entre $E_{\gamma min}$ et $E_{\gamma max}$ avec :

$$E_{\gamma_{min}} = \frac{M_A^2 - M_B^2}{4M_A^2 \sqrt{s}} \left(s + M_A^2 - M_B^2 \pm \sqrt{(s - M_A^2 - M_B^2)^2 - 4M_A^2 M_B^2} \right) \quad (13.5)$$

Dans le cas où $M_B \sim 0$,

$$\frac{M_A^2}{2\sqrt{s}} \leq E_\gamma \leq \frac{\sqrt{s}}{2} \quad (13.6)$$

Pour le signal $e^+ e^- \rightarrow AA \rightarrow BB\gamma\gamma$, le même calcul peut être fait avec

$$E_A = \frac{\sqrt{s}}{2} \quad (13.7)$$

et

$$P_A = \sqrt{\frac{s}{4} - M_A^2} \quad (13.8)$$

Dès lors,

$$E_{\gamma_{min}} = \frac{M_A^2 - M_B^2}{4M_A^2} \left(\sqrt{s} \pm \sqrt{s - 4M_A^2} \right) \quad (13.9)$$

13.3 $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \gamma$ et $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \tilde{G} \gamma$

13.3.1 Optimisation des coupures

Les extensions supersymétriques du Modèle Standard prédisent des événements photon unique. L'analyse photon unique décrite dans la section 12.2 peut être utilisée pour tester ces extensions. Le processus $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma(\gamma)$ passe alors du statut de signal à celui de fond que l'on va essayer de réduire. Pour ce faire, il a d'abord été rejeté tous les événements repêchés parce qu'ils étaient compatibles avec le processus $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma\gamma$.

Ensuite, en plus des coupures de la sélection, il a été ajouté des coupures sur :

- L'énergie renormalisée minimale E_{min} du photon.
- L'énergie renormalisée maximale E_{max} du photon.
- L'énergie renormalisée E_r du photon unique doit vérifier $|E_r - E_Z| > \sigma_Z$ où E_Z est l'énergie renormalisée correspondant à une masse de recul du photon voisine de la masse du Z.

Les coupures sur E_{min} et E_{max} reflètent le fait que la cinématique du signal limite le spectre en énergie du photon (figure 13.2). De plus, à l'intérieur de ces limites cinématiques, le signal, contrairement au fond, ne présente pas de pic. Le retrait du pic du processus $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma(\gamma)$ améliorera le rapport signal sur bruit.

Les paramètres E_{min} , E_{max} , E_Z et σ_Z ont été optimisés à chaque énergie en utilisant la méthode décrite dans le chapitre 10. Les données recueillies pour $189 \text{ GeV} \leq \sqrt{s} \leq 202 \text{ GeV}$ ont été combinées à l'aide de la relation (11.1) dans laquelle, on a pris $\sigma_{B/A} = 1$, c'est à dire que l'on a supposé que la section efficace ne dépendait pas de l'énergie.

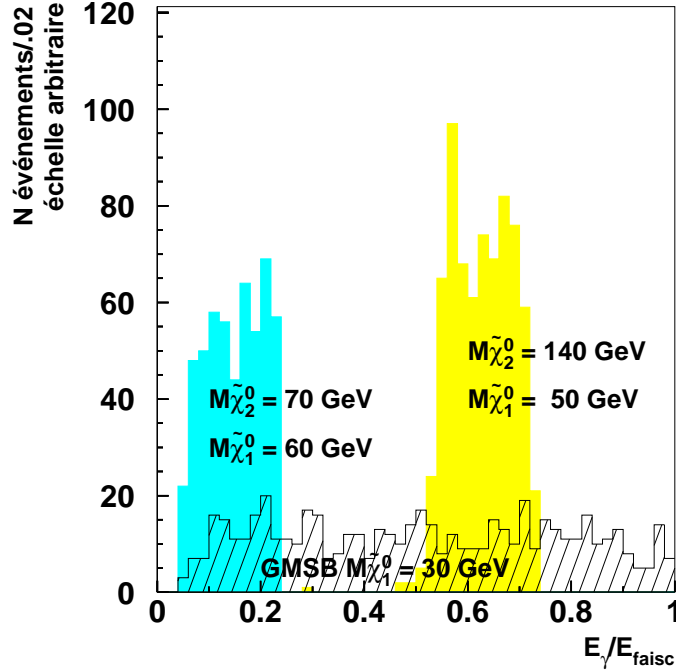


FIG. 13.2 – Spectre en énergie à $\sqrt{s} = 196$ GeV pour les événements sélectionnés pour le signal $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 \gamma$ avec $M_{\tilde{\chi}_2^0} = 140$ GeV et $M_{\tilde{\chi}_1^0} = 40$ GeV (histogramme légèrement grisé à droite), pour le signal $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 \gamma$ avec $M_{\tilde{\chi}_2^0} = 70$ GeV et $M_{\tilde{\chi}_1^0} = 60$ GeV (histogramme grisé à gauche) et pour le signal $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{G} \rightarrow \tilde{G} \tilde{G} \gamma$ avec $M_{\tilde{\chi}_1^0} = 30$ GeV (histogramme hachuré).

13.3.2 $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \tilde{G} \gamma$

La figure 13.3 représente la limite à 95% de taux de confiance sur la section efficace de $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{G} \rightarrow \tilde{G} \tilde{G} \gamma$. Cette figure donne les limites mises pour chacun des 3 échantillons, 189 GeV, 196 GeV et 200 GeV, ainsi que pour leur combinaison.

A haute masse de $\tilde{\chi}_1^0$, la limite observée sur la section efficace à 189 GeV dépasse la limite attendue. Pour de telles masses, le signal prédit des photons de haute énergie où les données de 189 GeV ont montré un déficit de données. Ceci n'est pas contradictoire car le déficit de données est concentré dans le pic qui a été enlevé par les coupures d'optimisation.

La limite moyenne attendue sur la section efficace dans l'hypothèse d'une absence de signal est aussi représentée. A 196 GeV et 200 GeV, l'excès

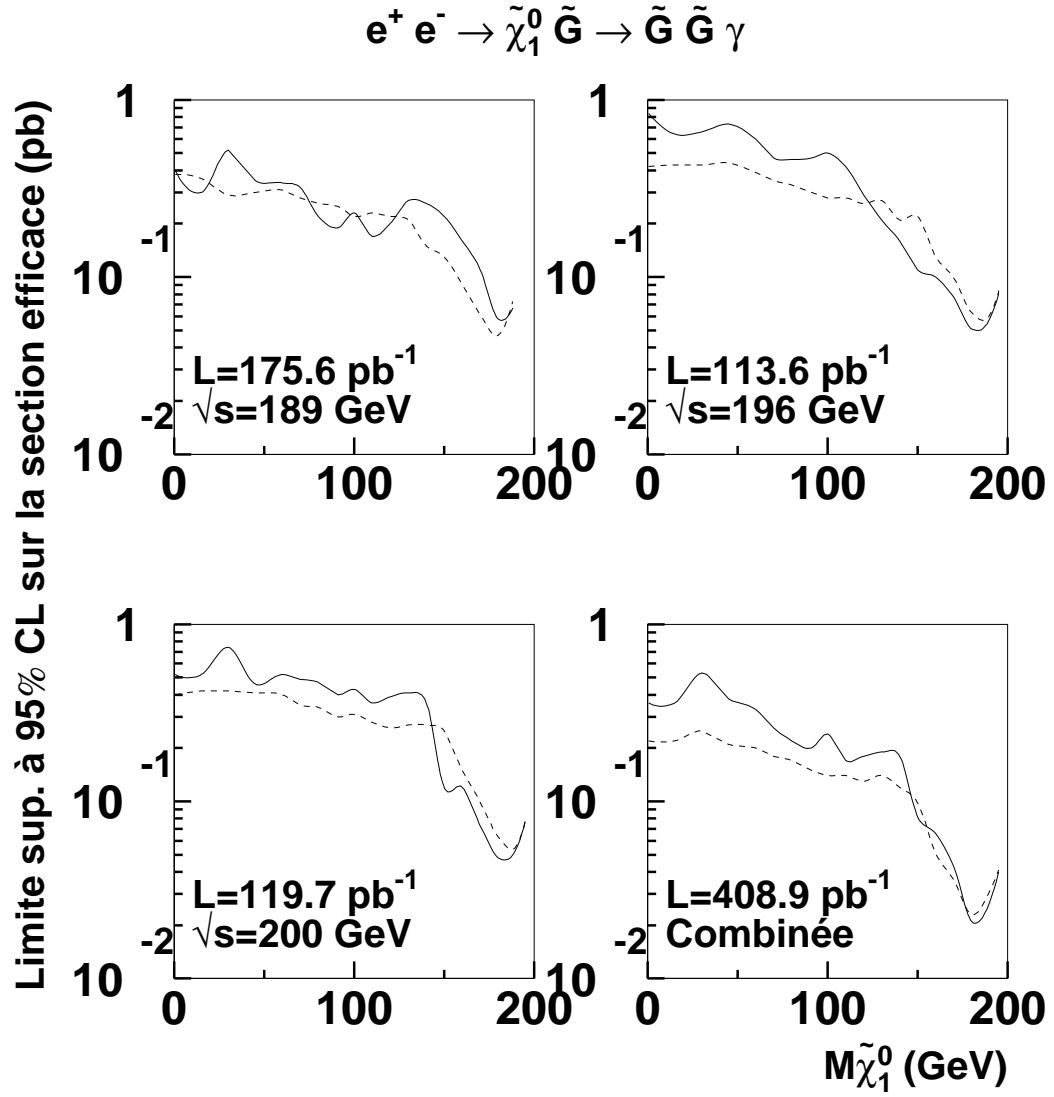


FIG. 13.3 – Limite à 95 % de taux de confiance sur la section efficace du processus $e^+ e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{G} \rightarrow \tilde{G} \tilde{G} \gamma$ à 189 GeV, 196 GeV et 200 GeV en fonction de $M_{\tilde{\chi}_1^0}$. La limite combinée des trois échantillons est représentée dans la figure en bas à droite. Sur chacune de ces figures, le trait plein est la limite mise et le trait pointillé est la limite moyenne attendue dans l'hypothèse d'une absence de signal (Cf section 10.2).

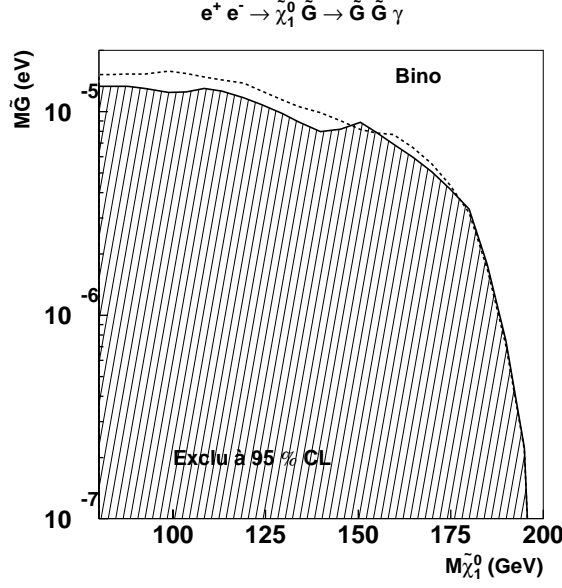


FIG. 13.4 – *Domaine exclu à 95% de taux de confiance dans le plan $(M_{\tilde{\chi}_1^0}, M_{\tilde{G}})$ (domaine hachuré) et exclusion attendue (ligne pointillée) pour un $\tilde{\chi}_1^0$ de type bino et $\tan \beta = 8$.*

d'événements se manifeste par une limite sur la section efficace plus élevée que la limite attendue pour des masses de $\tilde{\chi}_1^0$ inférieure à 130 GeV. Pour ce domaine de masse, un excès de données devrait aussi exister à 189 GeV et il n'en est rien. Au delà de 130 GeV, la limite observée est inférieure à celle attendue. Il n'y a donc aucun signe du processus $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{G} \rightarrow \tilde{G} \tilde{G} \gamma$ dans les données.

En combinant les 3 échantillons, la limite sur la section efficace du processus obtenue $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{G} \rightarrow \tilde{G} \tilde{G} \gamma$ est comprise entre 0.02 pb pour un $\tilde{\chi}_1^0$ de 180 GeV et 0.53 pb pour un $\tilde{\chi}_1^0$ de 30 GeV.

Cette limite est traduite en un domaine d'exclusion dans le plan $(M_{\tilde{\chi}_1^0}, M_{\tilde{G}})$ (Figure 13.4).

13.3.3 $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \gamma$

La figure 13.5 représente la limite sur la section efficace du processus $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 \gamma$ en fonction des masses des 2 neutralinos pour chacun des 3 échantillons, 189 GeV, 196 GeV et 200 GeV, ainsi que pour leur combinaison. La limite est donnée à l'intérieur d'un triangle. Le côté gauche du triangle est la droite $M_{\tilde{\chi}_2^0} = M_{\tilde{\chi}_1^0}$. Le côté droit du triangle est la limite cinématique $M_{\tilde{\chi}_2^0} + M_{\tilde{\chi}_1^0} = \sqrt{s}$.

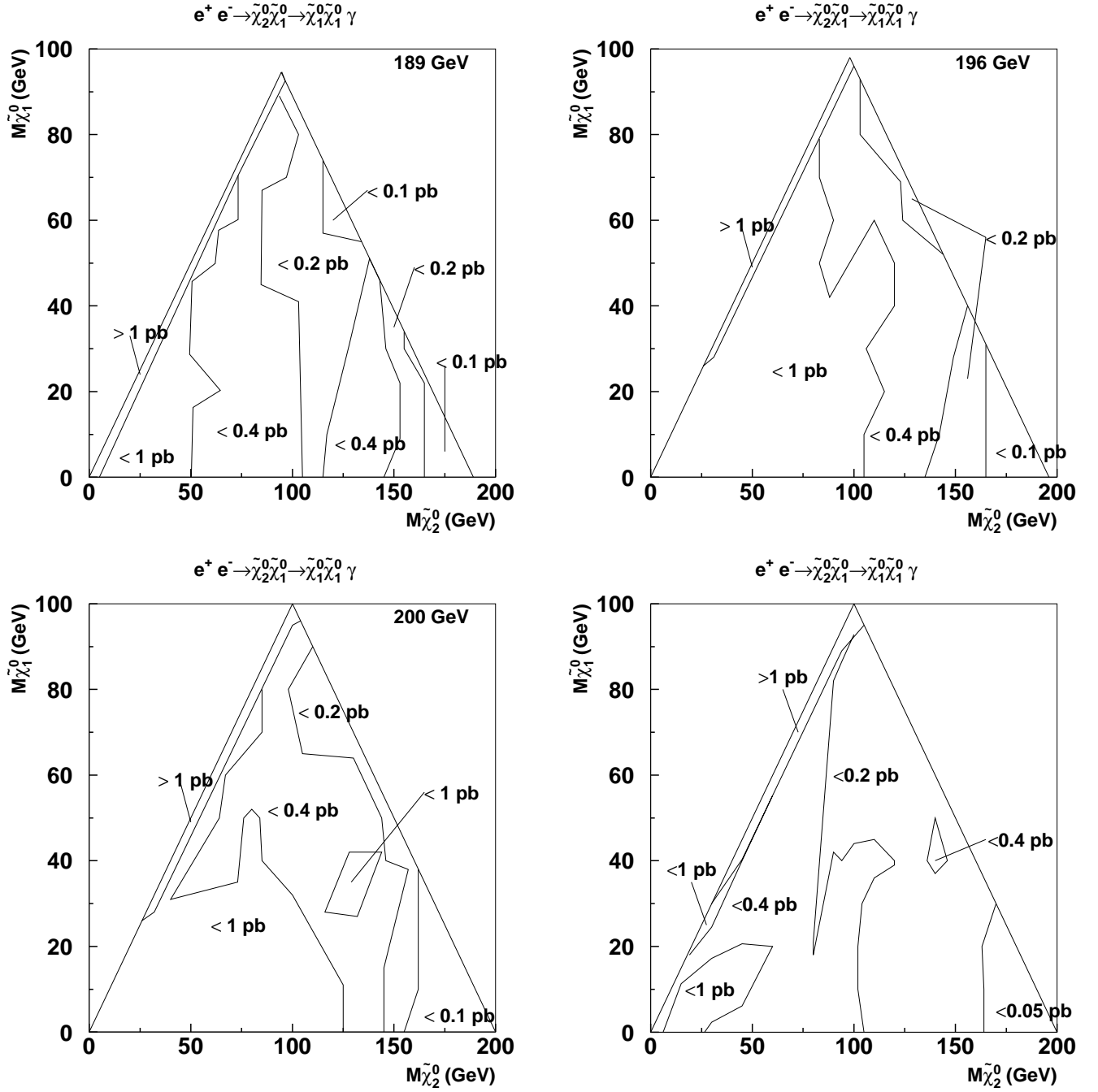


FIG. 13.5 – Limite à 95% de taux de confiance sur la section efficace du processus $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 \gamma$ obtenue pour chacun des 3 échantillons, 189 GeV, 196 GeV et 200 GeV, ainsi que pour leur combinaison (en bas à droite). Les limite sont données en fonction de la masse des neutralinos.

En combinant les 3 échantillons, la limite sur la section efficace est inférieure à 0.4 pb pour la plupart des couples de masses de neutralinos. Pour des masses de $\tilde{\chi}_2^0$ inférieures à 100 GeV, la limite combinée est assez similaire à la limite obtenue avec les seules données de 189 GeV. Cela reflète l'excès d'événements dans les données de 196 GeV et 200 GeV. Pour des masses de $\tilde{\chi}_2^0$ de plus de 160 GeV, la limite combinée est inférieure à 0.05 pb. Ceci est dû au fait que pour ces masses, le signal ne produit que des photons de haute énergie et qu'au delà du pic du Z, il n'y a pratiquement plus de fond attendu.

Pour des $\tilde{\chi}_1^0$ massifs ayant une masse voisine de celle du $\tilde{\chi}_2^0$, l'énergie du photon est contrainte par la cinématique à être faible. La coupure à 5 GeV sur l'énergie du photon rend la sélection très inefficace dans ce domaine. L'îlot autour de $M_{\tilde{\chi}_2^0} = 150$ GeV et $M_{\tilde{\chi}_1^0} = 40$ GeV, pour la limite combinée, correspond à un signal pour lequel le domaine en énergie cinématiquement accessible au photon est entièrement inclus dans le pic du retour radiatif au Z. L'importance et l'irréductibilité du fond explique une sensibilité plus faible dans cette région.

Les excès d'événements se manifestent par une limite observée sur la section efficace supérieure à la limite attendue. Pour identifier les régions les plus affectées par ces excès, il a été calculé pour chaque couple de masse $(M_{\tilde{\chi}_1^0}, M_{\tilde{\chi}_2^0})$, la probabilité d'obtenir, avec seulement le fond, au moins n_d^0 événements avec n_d^0 le nombre d'événements observés pour le couple $(M_{\tilde{\chi}_1^0}, M_{\tilde{\chi}_2^0})$. Plus l'excès est important, plus ces probabilités sont faibles. La figure 13.6 représente ces probabilités pour l'échantillon de 189 GeV et l'échantillon combiné de 196 GeV et 200 GeV.

Pour l'échantillon de 189 GeV, on constate que pour environ la moitié du plan, la probabilité d'obtenir plus d'événements est supérieure à 50%. Cette proportion est en accord avec les fluctuations statistiques normales. Des excès se font sentir dans la région des faibles différences de masse ($M_{\tilde{\chi}_2^0} - M_{\tilde{\chi}_1^0} \lesssim 30$ GeV) et pour les masses élevées de $\tilde{\chi}_2^0$ ($M_{\tilde{\chi}_2^0} \gtrsim 130$ GeV). Pour l'échantillon combiné de 196 GeV et 200 GeV, les excès se manifestent pour presque tous les couples de masses de neutralinos à l'exception du coin inférieur droit ($M_{\tilde{\chi}_2^0} > 160$ GeV) qui correspond à un signal où l'énergie du photon est au delà du pic du Z. C'est à dire, dans une région où il y a très peu d'événements détectés et très peu d'événements de fond attendus. La plupart des couples de masses de neutralinos affectés par les excès correspondent à des configurations cinématiquement accessibles les années précédentes. Les seules configurations qui n'étaient pas accessibles et affectés par l'excès d'événements sont celles voisines de la limite cinématique et ayant $M_{\tilde{\chi}_2^0} \lesssim 150$ GeV. Ce qui correspond à des signaux ne pouvant émettre que des photons d'énergie plus faible que celle du pic du Z. Pour ces configurations non cinématiquement accessibles les

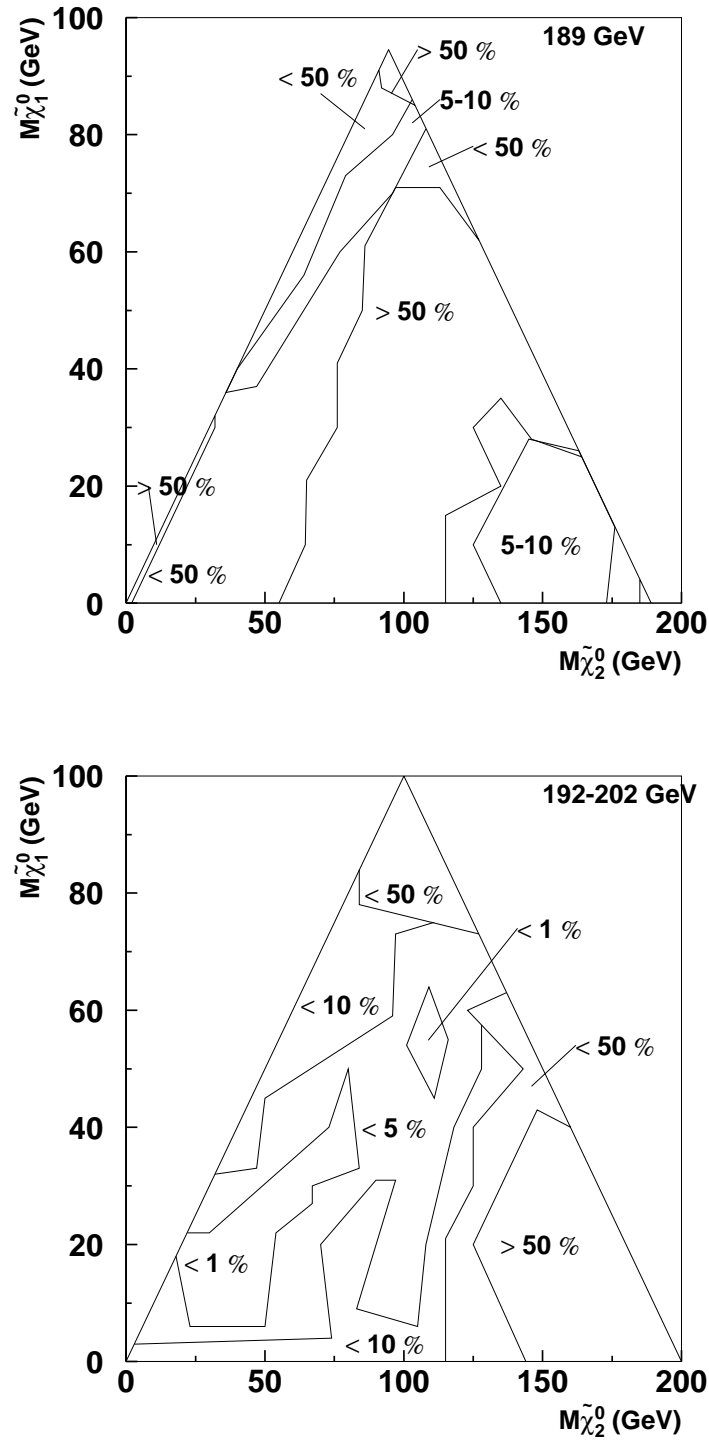


FIG. 13.6 – Probabilité en fonction de la masse des neutralinos pour que le fond seul produise un nombre d'événements au moins égal à celui observé. En haut, l'échantillon de 189 GeV et en bas, l'échantillon combiné de 196 GeV et 200 GeV.

années précédentes, les excès les plus importants se produisent pour $M_{\chi_2^0} \sim 135$ GeV. Ce qui correspond à un $\tilde{\chi}_1^0$ d'environ 60 GeV.

Cinquième partie

Recherche de $\tilde{\chi}_1^\pm$ dégénérés en
masse avec $\tilde{\chi}_1^0$

Chapitre 14

ΔM faibles

14.1 Modèles

Dans le scénario mSUGRA (voir 7.5), les $\tilde{\chi}_1^\pm$ ont en général une masse différente de la LSP : $\tilde{\chi}_1^0$. La seule exception concerne le cas où $|\mu| \ll M_2$. Dans ce cas là, $\tilde{\chi}_1^\pm$, $\tilde{\chi}_1^0$ et $\tilde{\chi}_2^0$ ont des masses voisines de l'ordre de $|\mu|$. De plus, des différences de masse très faibles entre $\tilde{\chi}_1^\pm$ et $\tilde{\chi}_1^0$ nécessitent que M_2 soit supérieur à quelques TeV.

Cet état de fait est dû à la relation (7.19). Si cette relation ne tient plus, il peut y avoir naturellement des différences de masse $\Delta M = M_{\tilde{\chi}_1^\pm} - M_{\tilde{\chi}_1^0}$ faibles. C'est le cas du modèle de supercordes décrit dans [55]. Dans ce modèle, la brisure de supersymétrie à l'échelle GUT est dominée par les champs associés aux rayons de courbure des dimensions supplémentaires compactifiées. Dans ce contexte, les termes M_1 , M_2 et M_3 ne sont pas égaux à l'échelle GUT (Figure 14.1) et lorsque l'on fait évoluer les équations du groupe de renormalisation, on obtient à l'échelle électrofaible :

$$M_1 : M_2 : |M_3| = 1 : 1 : 1$$

Pour ce modèle, le spectre des particules supersymétriques est le suivant : $\tilde{\chi}_1^0$, $\tilde{\chi}_2^0$, $\tilde{\chi}_1^\pm$ et \tilde{g} sont voisins en masses. $\tilde{\chi}_1^0$ est la LSP. Toutes les autres particules supersymétriques sont nettement plus lourdes.

Un autre scénario est la classe des modèles AMSB [56] (Anomaly- Mediated- Supersymmetry- Breaking) dans lesquels la brisure de supersymétrie est dominée par la non-invariance d'échelle dans les interactions mettant en jeu graviton et gravitino. Dans le cadre de ces modèles, on obtient à l'échelle électrofaible :

$$M_1 : M_2 : |M_3| = 2.8 : 1 : 7.1$$

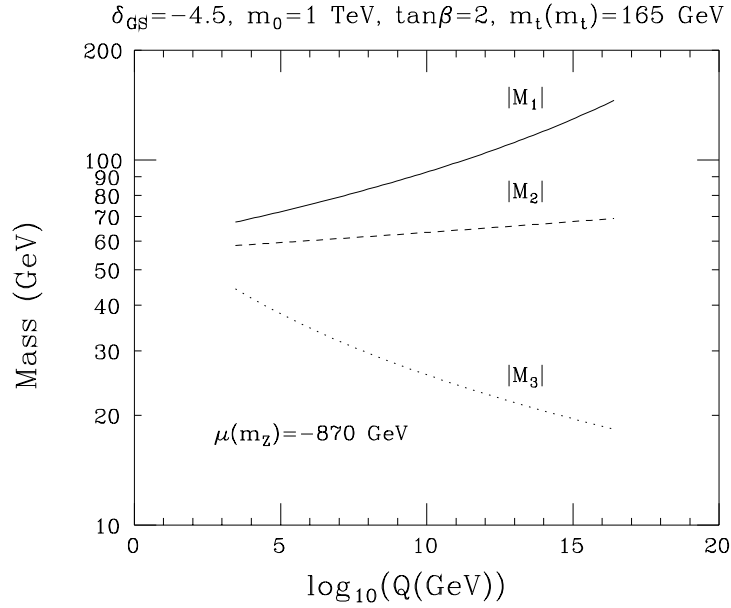


FIG. 14.1 – Exemple d'évolution des paramètres M_1 , M_2 et M_3 en fonction de l'échelle Q entre l'échelle GUT et l'échelle électrofaible pour le modèle décrit dans [55].

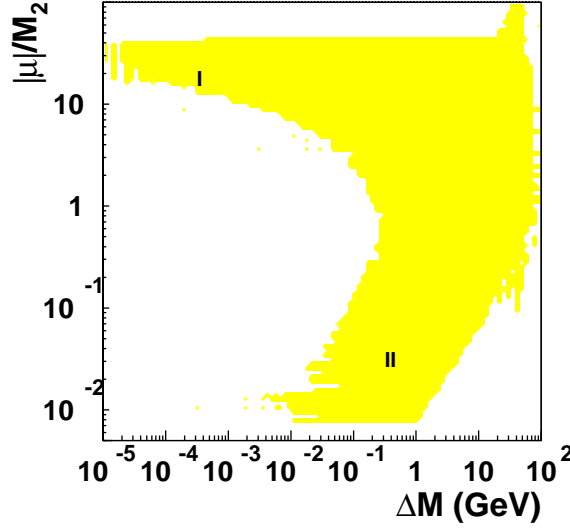
Dans ces 2 modèles, le $\tilde{\chi}_1^0$ est la LSP et la masse du $\tilde{\chi}_1^\pm$ est naturellement voisine de celle du $\tilde{\chi}_1^0$.

14.2 $\frac{M_1}{M_2}$ libre

14.2.1 Premières remarques

Comme divers modèles prédisent des rapports $\frac{M_1}{M_2}$ différents, le plus simple est d'en faire un paramètre libre et d'étudier ce qui se passe. L'observation des matrices de masses des charginos et des neutralinos permet d'identifier 2 régions où il peut y avoir dégénérescence de masse entre le $\tilde{\chi}_1^\pm$ et le $\tilde{\chi}_1^0$.

- Région I : $|\mu| \gg M_2$: Dans cette région, le $\tilde{\chi}_1^\pm$ est de type jaugino et sa masse est voisine de M_2 . Le $\tilde{\chi}_1^0$ est lui aussi de type jaugino.
- Si $M_1 < M_2$, la masse du $\tilde{\chi}_1^0$ est environ M_1 et $\Delta M \sim M_2 - M_1$. C'est le cas dans le scénario mSUGRA où pour cette région, $M_{\tilde{\chi}_1^0} \sim \frac{1}{2} M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$.

FIG. 14.2 – $\frac{|\mu|}{M_2}$ en fonction de ΔM .

- Si $M_2 \sim M_1$, une dégénérescence est possible. Ce cas de figure est celui favorisé par le scénario de supercordes [55].
- Si $M_1 > M_2$, le $\tilde{\chi}_1^0$ a une masse voisine de M_2 et donc voisine de celle du $\tilde{\chi}_1^\pm$. Ce cas de figure est favorisé par le scénario AMSB [56].
- Région II : $|\mu| \ll M_2, M_1$: Dans ce cas, $\tilde{\chi}_1^\pm$, $\tilde{\chi}_1^0$ et $\tilde{\chi}_2^0$ sont tous de type higgsino et de masse voisine de $|\mu|$. La dégénérescence de masse entre $\tilde{\chi}_1^\pm$ et $\tilde{\chi}_1^0$ peut être obtenue pour n'importe quel $\frac{M_1}{M_2}$.

14.2.2 Étude systématique

Pour vérifier les remarques précédentes et trouver d'éventuelles autres régions où ΔM peut être faible, un balayage a été fait. Il couvre la région :

$$\begin{aligned}
 &|\mu| < 2 \text{ TeV} \\
 &1 < \tan \beta < 40 \\
 &0.25 < \frac{M_1}{M_2} < 25 \\
 &45 \text{ GeV} < M_{\tilde{\chi}_1^\pm} < 90 \text{ GeV}
 \end{aligned}$$

Dans ce cadre, la valeur du paramètre M_2 a été déterminée à partir de $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}, \mu$ et $\tan \beta$ (Cf annexe).

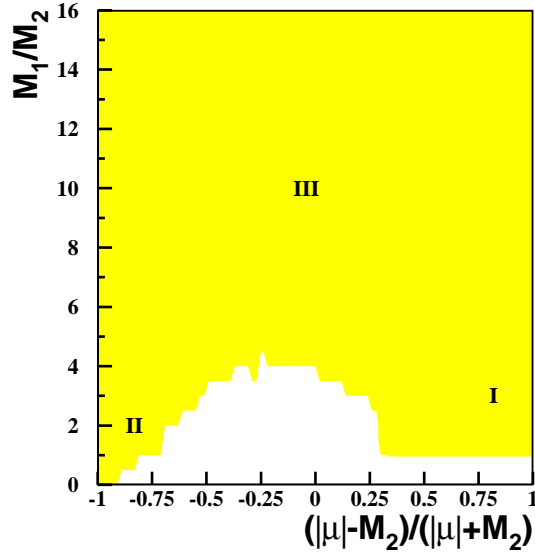


FIG. 14.3 – Région du plan $(\frac{|\mu|-M_2}{|\mu|+M_2}, \frac{M_1}{M_2})$ où ΔM peut être inférieur à 2 GeV.

La Figure 14.2 représente $\frac{|\mu|}{M_2}$ en fonction de ΔM pour cette étude. Les régions I et II y apparaissent nettement. Dans la région I, les ΔM peuvent être extrêmement faibles en descendant jusqu'à quelques dizaine de keV. Dans la région II, les ΔM sont en général plus élevés mais peuvent descendre au dessous du MeV. Il est à noter que dans cette région, il y a obligatoirement dégénérescence de masse. Cependant, pour $\frac{|\mu|}{M_2} \sim 1$ on trouve aussi de faibles ΔM . Il existe donc d'autres régions.

La Figure 14.3 montre la zone du plan $(A = \frac{|\mu|-M_2}{|\mu|+M_2}, \frac{M_1}{M_2})$ dans laquelle on peut avoir $\Delta M < 2$ GeV. Les régions I ($A \sim 1$) et II ($A \sim -1$) s'y retrouvent. On constate aussi que pour $\frac{M_1}{M_2} \gtrsim 4$, ΔM peut être inférieur à 2 GeV indépendamment de la valeur relative de $|\mu|$ et M_2 . On a ainsi une troisième région :

- Région III M_1 suffisamment grand devant M_2 : Dans cette région, les $\tilde{\chi}_1^\pm$ et $\tilde{\chi}_1^0$ peuvent être de n'importe quel type. Les ΔM peuvent être d'autant plus faibles que le rapport $\frac{M_1}{M_2}$ est grand. Ainsi, pour avoir $\Delta M < 2$ GeV pour n'importe quel $\frac{|\mu|}{M_2}$, il faut $\frac{M_1}{M_2} \gtrsim 4$. Pour avoir $\Delta M < 1$ GeV dans les mêmes conditions, il faut $\frac{M_1}{M_2} \gtrsim 8$.

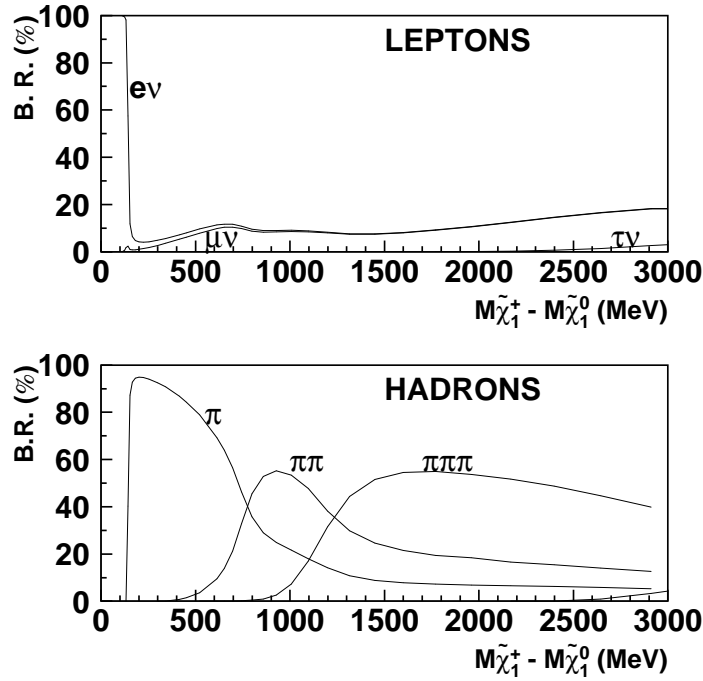


FIG. 14.4 – Rapport de branchement en fonction de ΔM pour un $\tilde{\chi}_1^\pm$ de 75 GeV de type gaugino dans le cas où les sleptons et squarks sont lourds et $\mu > 0$.

14.3 Phénoménologie et détection

14.3.1 Taux de branchement

Lorsque ΔM est inférieur à 3-4 GeV, les modes de désintégrations du $\tilde{\chi}_1^\pm$ en quarks ne peuvent plus être décrits de manière perturbative par QCD mais par des résonances avec des mésons. Les désintégrations du $\tilde{\chi}_1^\pm$ sont dès lors similaires à celle du lepton τ^\pm . Les largeurs de désintégration du $\tilde{\chi}_1^\pm$ ont été calculées dans [55]. Un exemple typique de taux de branchement en fonction de ΔM est présenté dans la figure 14.4. Ce type de taux de branchement est valable en l'absence de contribution notable de la désintégration par sleptons ou squarks virtuels. On constate que la voie hadronique domine dès que $\Delta M > m_{\pi^\pm}$. Pour ΔM autour de 200 MeV, le taux de branchement du $\tilde{\chi}_1^\pm$ en $\pi^\pm \tilde{\chi}_1^0$ dépasse 90%.

14.3.2 Longueurs de désintégration

La figure 14.5 représente l'évolution de la longueur de désintégration en fonction de ΔM dans l'hypothèse où les désintégrations par sleptons ou squarks virtuels ont une contribution négligeable.

Pour $\Delta M \lesssim m_{\pi^\pm}$, les longueurs de désintégration sont de plusieurs mètres. Les $\tilde{\chi}_1^\pm$ vont en général se désintégrer en dehors du détecteur et apparaître comme des particules massives chargées et stables. Pour $m_{\pi^\pm} \lesssim \Delta M \lesssim 300$ MeV, les temps de vol font que les $\tilde{\chi}_1^\pm$ peuvent se désintégrer au milieu des détecteurs de traces internes, provoquant l'apparition de traces présentant des points de rebroussement (Figure 14.6). Pour $300 \text{ MeV} \lesssim \Delta M \lesssim 800$ MeV, les désintégrations des $\tilde{\chi}_1^\pm$ se font à l'intérieur d'une sphère de 1 cm de rayon mais les traces des produits de désintégration ont un paramètre d'impact mesurable. Pour $\Delta M \gtrsim 800$ MeV, le temps de vol du $\tilde{\chi}_1^\pm$ est si court qu'il n'est plus possible de distinguer le vertex de production des $\tilde{\chi}_1^\pm$ des vertex de désintégration.

14.3.3 Lien avec les analyses existantes

La recherche de $\tilde{\chi}_1^\pm$ est faite depuis longtemps au LEP [57]. Elle est basée sur l'énergie manquante emportée par les $\tilde{\chi}_1^0$ et la détection des produits de désintégrations du $\tilde{\chi}_1^\pm$. Cette analyse, désignée sous le terme de standard, cesse d'être sensible pour des ΔM inférieurs à quelques GeV (typiquement 3 GeV). A 189 GeV, l'efficacité de cette sélection est de 10% pour $\Delta M = 6$ GeV, de 3% pour $\Delta M = 3$ GeV et de 0% pour $\Delta M = 1$ GeV, alors que le nombre d'événements de fond attendus est de 76.7.

Une autre sélection intéressante est la recherche de particules stables massives chargées [58]. Cette recherche est basée sur la détection de traces à grand dépôt d'ionisation ($\frac{dE}{dx}$) dans les détecteurs internes (TEC). Ce mode de détection est efficace pour les $\tilde{\chi}_1^\pm$ si les longueurs de désintégration sont suffisantes pour que la particule pénètre dans la TEC ce qui correspond à des longueurs dépassent quelques dizaines de cm. Pour le cas particulier de la figure 14.5, cela correspond à $\Delta M \lesssim 160$ MeV.

Pour le domaine de ΔM allant de 160 MeV à 3 GeV, une nouvelle approche est nécessaire.

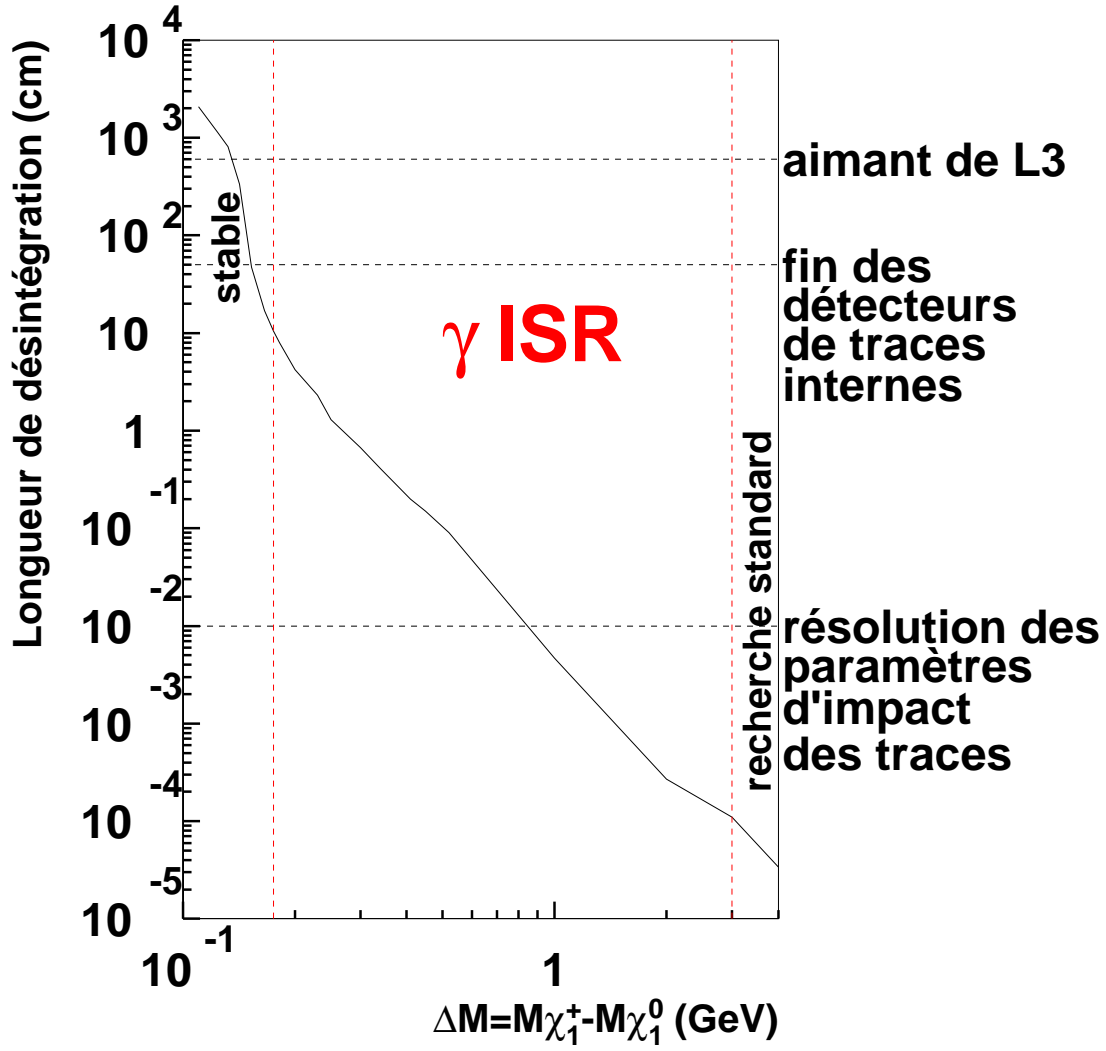


FIG. 14.5 – Longueur de désintégration en fonction de ΔM pour un $\tilde{\chi}_1^\pm$ de 75 GeV de type jaugino dans le cas où les sleptons et les squarks sont lourds et $\mu > 0$. Sont aussi mentionnées sur cette figure quelques caractéristiques du détecteur L3.

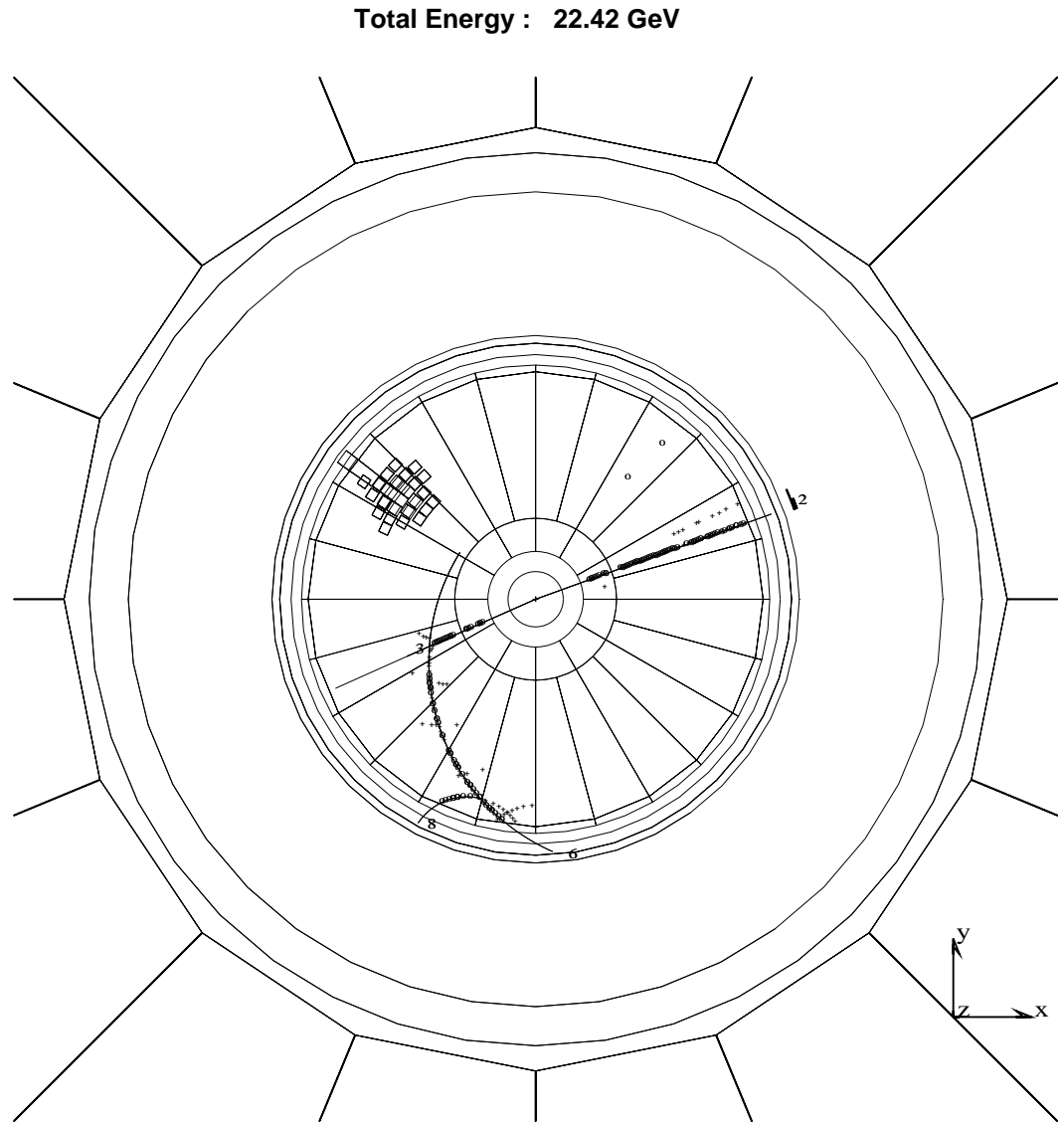


FIG. 14.6 – Événement simulé montrant la désintégration d'un $\tilde{\chi}_1^\pm$ au milieu de la TEC et la formation d'une trace avec point de rebroussement.

Chapitre 15

Principes de la sélection

15.1 Caractéristiques du signal

Le signal considéré est représenté sur le diagramme de gauche de la figure 15.1. Il est caractérisé par une très grande quantité d'énergie manquante due à la non-détection des deux neutralinos. Seuls les autres produits de désintégration sont éventuellement détectables. Ils sont caractérisés par une faible énergie du fait du faible ΔM entre $\tilde{\chi}_1^\pm$ et $\tilde{\chi}_1^0$. L'ensemble de ces produits de désintégration contient au moins 2 particules chargées et est constitué de peu de particules. Les paramètres d'impact peuvent être mesurables mais ce n'est pas une obligation (voir section 14.3.2). Les particules détectables issues de la désintégration des $\tilde{\chi}_1^\pm$ sont essentiellement des pions (voir section 14.3.1). La section efficace typique du processus est de quelques picobarns.

15.2 Fond principal

Le principal processus du Modèle Standard ayant des caractéristiques similaires au signal, est le processus de physique à 2-photons représenté sur le diagramme de la figure 15.2. Dans ce processus, un électron et un positon rayonnent chacun un photon. Si l'énergie transférée à ces 2 photons est faible, les 2 leptons initiaux continuent leur course dans le tube à vide de l'accélérateur. Leur non-détection implique une grande quantité d'énergie manquante. Les 2 photons rayonnés interagissent et donnent naissance à un ensemble de particules de faible énergie. Cet ensemble contient en général des pions. Seul le paramètre d'impact nul des particules issues de l'interaction $\gamma\gamma$ permet de distinguer ce processus du signal mais uniquement pour des ΔM très faibles. Pour $\Delta M \gtrsim 1$ GeV, signal et processus 2-photons ont des signatures identiques alors que la section efficace du processus 2-photons est

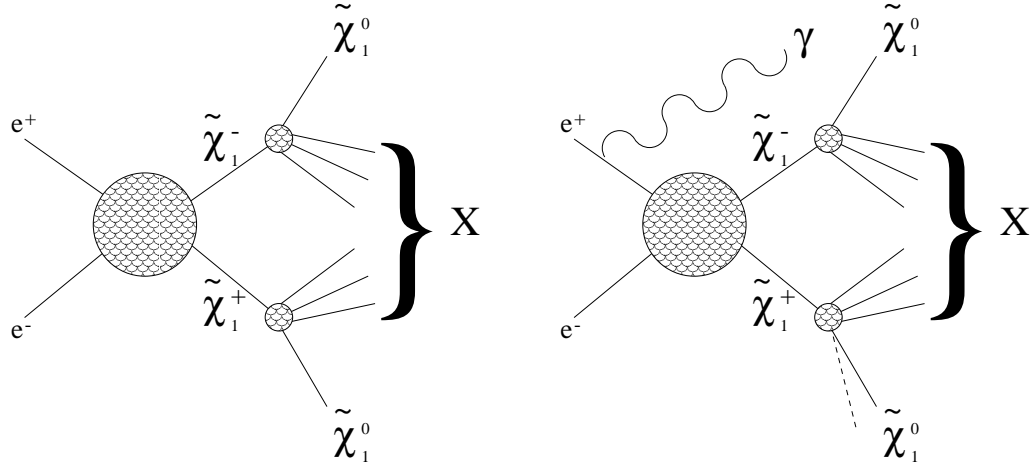


FIG. 15.1 – *Diagramme représentant le signal considéré sans et avec un photon ISR.*

de plusieurs microbarns soit, au moins 5 ordres de grandeur au-dessus du signal. Il est nécessaire d'augmenter efficacement le rapport signal sur bruit.

15.3 Photon ISR

Malgré leurs similitudes, le signal et la physique à 2-photons ont une différence essentielle : la cause de l'énergie manquante. Pour le signal, elle est due à la non-détection de neutralinos qui sont des particules n'interagissant que par interaction faible. Pour la physique à 2-photons, elle est due à la non-détection d'électrons qui s'échappent par le tube à vide. Si un électron était dévié hors du tube à vide, il serait immédiatement détecté et l'événement identifié comme résultant d'un processus à 2-photons.

Ceci arrive en présence d'un photon radiatif dans la voie initiale, photon ISR (Voir figure 15.2). Ce photon emporte une énergie transverse $E_{T\gamma}$ qui doit être compensée. Si cette énergie transverse est suffisamment grande, un électron va être dévié dans les parties instrumentées du détecteur. Si seuls les 2 électrons compensent l'énergie transverse du photon ISR alors, un électron sera obligatoirement dévié à un angle supérieur à θ_d si :

$$E_{T\gamma} \geq 2E_{\text{faisc}} \frac{\sin \theta_d}{1 + \sin \theta_d} \quad (15.1)$$

où E_{faisc} est l'énergie du faisceau. En prenant pour θ_d l'angle minimum de détection des électrons, on devient capable d'identifier les processus de physique à 2-photons. Pour L3, $\theta_d = 1.7^\circ$. A $\sqrt{s} = 189$ GeV, cela correspond

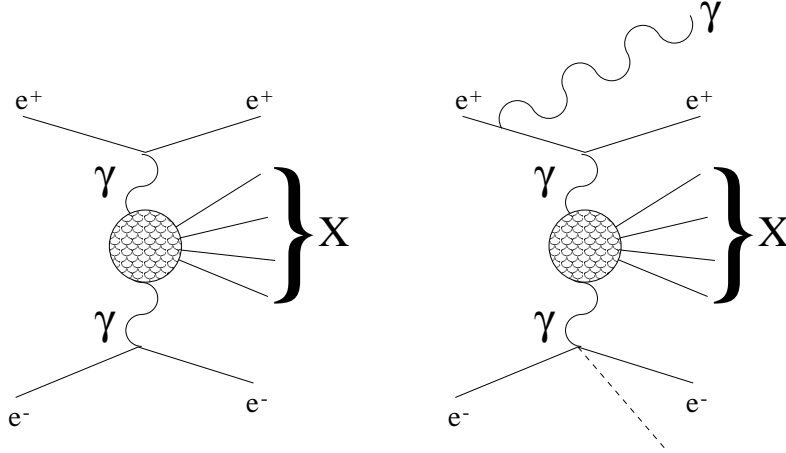


FIG. 15.2 – *Diagramme représentant le processus standard de physique à 2-photons sans et avec un photon ISR. Le photon ISR dévie un des électrons de l'état final.*

à $E_{T\gamma} \geq 5.45$ GeV. Les photons ISR nécessaires sont donc des photons de haute énergie.

Pour le signal (figure 15.1), en dehors d'une importante réduction de la section efficace, rien ne change à part le fait que l'on demande en plus un photon ISR. Le signal cherché est donc un photon de haute énergie accompagné de quelques particules de faible énergie dont au moins 2 sont chargées. La présence du photon de haute énergie, outre la réjection de la physique à 2-photons, facilite aussi le déclenchement de l'acquisition (Voir section 17.4).

Cette méthode a été utilisée par la collaboration MARK-II pour la recherche d'une quatrième famille de leptons avec des membres voisins en masse [59]. Cette méthode a été suggérée pour la recherche de $\tilde{\chi}_1^\pm$ voisins en masse du $\tilde{\chi}_1^0$ dans [60] et utilisée par la collaboration DELPHI pour la recherche de $\tilde{\chi}_1^\pm$ pour $\sqrt{s} \leq 183$ GeV [61].

15.4 Simulations signal et fond

La simulation du signal a été faite avec le générateur SUSYGEN [62] pour des masses de $\tilde{\chi}_1^\pm$ comprises entre 45 GeV et 95 GeV et des ΔM allant de 10 MeV à 4 GeV. Les largeurs de désintégration de [55] ont été ajoutées au générateur original. Pour $\Delta M < 200$ MeV, le générateur n'a été utilisé que pour la production des $\tilde{\chi}_1^\pm$. Leurs désintégrations ont été effectuées à l'intérieur du programme de simulation. Pour $\Delta M \geq 200$ MeV, la production des $\tilde{\chi}_1^\pm$ et leurs désintégrations ont été assurées par le générateur SUSYGEN.

Cette différence a été nécessaire car pour $\Delta M < 200$ MeV, les temps de vol des $\tilde{\chi}_1^\pm$ peuvent être suffisamment longs pour que ceux-ci puissent pénétrer dans le détecteur. Dans ce cas là, ils doivent être traités par le programme de simulation (Voir 3.2). Pour cela, il a été nécessaire de le modifier pour y définir le $\tilde{\chi}_1^\pm$ et le $\tilde{\chi}_1^0$. Seuls les événements avec un photon d'énergie supérieure à 4 GeV et dans l'acceptance du calorimètre électromagnétique, i.e. vérifiant $10^\circ < \theta_\gamma < 170^\circ$, ont été simulés.

La simulation du fond du Modèle Standard a été faite avec les générateurs KORALZ [46] pour $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$, $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ et $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma(\gamma)$, KORALW [63] pour $e^+e^- \rightarrow W^+W^-(\gamma)$ et TEEGG [47] pour les bhabhas radiatifs. La statistique de simulation est d'environ 60 fois la luminosité pour $\sqrt{s} = 189$ GeV (16 fois pour les bhabhas radiatifs). Pour $192 \text{ GeV} \leq \sqrt{s} \leq 202$ GeV, les mêmes processus ont été simulés avec une statistique comprise entre 6 et 35 fois la luminosité. Le processus $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma(\gamma)$ n'a été simulé que pour $\sqrt{s} = 196$ GeV et $\sqrt{s} = 200$ GeV.

Les processus de physique à 2-photons n'ont pas été inclus dans la description du fond. Dans le cas où le système 2-photons va en leptons, il n'y avait pas de générateurs satisfaisant qui incluent l'ISR¹. Pour le cas où le système 2-photons produit des hadrons, il n'existe pas de générateurs de physique à 2-photons avec ISR pour le régime non perturbatif, i.e. pour une masse $M_{\gamma\gamma}$ du système 2-photons inférieure à 3 GeV. Pour $M_{\gamma\gamma} > 3$ GeV, une simulation à 189 GeV a été réalisée avec PHOJET [64]. Cette simulation qui représente environ 4 fois la luminosité a été utilisée pour des contrôles. Elle n'a pas été incluse dans l'estimation du fond car du fait de sa faible statistique, l'erreur sur la prédiction du nombre d'événements attendu était grande.

Il est important de noter que l'absence de prédiction pour les processus 2-photons empêche d'utiliser la méthode traditionnelle de comparaison des données et du fond prédit pour effectuer l'analyse. La définition des coupures a été faite en se référant au signal cherché.

1. Dans le cas où le système 2-photons va en muons ou en taus, il existe un générateur. Une partie du fond manquant peut ainsi être prédite. Néanmoins, ce générateur n'a pas été utilisé car le temps de calcul nécessaire a été jugé trop important en regard de ce qu'apportait cette prédiction. En effet, même en l'incluant, la description du fond reste incomplète.

Chapitre 16

Sélection

16.1 Présélection

16.1.1 Niveau a

Les coupures de la sélection ont été définies à partir des simulations du signal faites à 189 GeV. Ces simulations couvrent un domaine de masse de $\tilde{\chi}_1^\pm$ allant de 45 GeV à 90 GeV et des ΔM compris entre 175 MeV et 4 GeV.

Le signal cherché est un photon de haute énergie accompagné de particules de faible énergie. Du point de vue des calorimètres, ce signal est très similaire à un signal photon unique. Le premier point est de demander que l'événement soit étiqueté photon unique (Cf section 12.2.1).

Néanmoins, une fraction importante des événements de signal pour $\Delta M \sim 3$ GeV ne sont pas étiquetés photon unique du fait d'un trop grand nombre de bumps dans le BGO. De même, ne sont pas étiquetés tous les événements avec le photon dans les bouchons. Pour récupérer ces événements, il a été mis en place une présélection spécifique photon+X qui, comme l'étiquetage photon unique, n'utilise que les données du BGO. Pour être accepté, un événement doit alors vérifier :

- Ne pas être étiqueté photon unique.
- Le BGO doit contenir un bump ayant une énergie transverse d'au moins 4 GeV.
- La somme des énergies des bumps doit être inférieure à 15 GeV. Cette somme est effectuée sans le bump le plus énergétique.

Les données des seuls événements étiquetés photon unique ou présélectionnés photon+X sont récupérées et stockées pour poursuivre l'analyse.

A ce stade de l'analyse, pour $189 \text{ GeV} \leq \sqrt{s} \leq 202 \text{ GeV}$, 1.8 millions d'événements sont sélectionnés parmi lesquels 1.6 millions sont étiquetés photon unique. Environ 45% des événements de signal¹ sont étiquetés photon unique. L'ajout de la présélection photon+X permet de conserver entre 80% et 95% du signal à ce stade de la sélection.

La suite de l'analyse consiste à garder des événements contenant un photon ISR de haute énergie accompagné d'au moins 2 particules chargées.

Le photon est un bump du BGO ayant des caractéristiques électromagnétiques (Voir 2.3.2). Son énergie transverse doit être compatible avec la relation (15.1).

Le bump ne doit pas être connecté à une trace de la TEC. C'est à dire qu'il ne doit pas y avoir de trace TEC formée d'au moins 10 fils touchés qui soit à moins de 1° en ϕ . Ceci permet de distinguer un photon d'un électron. Dû à la géométrie de la TEC, n électron ne peut toucher 10 fils que si il est émis à plus de 20° par rapport à l'axe du faisceau. Le bump doit donc aussi vérifier $20^\circ < \theta_\gamma < 160^\circ$.

Enfin, pour rejeter les événements avec photon rayonné dans l'état final, il est demandé que le photon soit isolé. Pour cela, l'événement ne doit contenir aucune trace TEC de plus de 10 fils touchés ni aucun bump significatif à moins de 15° du photon. Un bump est significatif si son énergie est supérieure à 100 MeV et si il est constitué d'au moins 2 cristaux. La table 16.1 résume les coupures associées au photon.

$E_{T\gamma}$	vérifie (15.1) avec $\theta_d = 1.7^\circ$
θ_γ	$20^\circ < \theta_\gamma < 160^\circ$
isolation	15°
traces de plus de 10 fils	$ \phi_{\text{trace}} - \phi_\gamma > 1^\circ$

TAB. 16.1 – coupures liées au photon.

Un événement doit contenir au moins 2 particules chargées pouvant avoir un grand paramètre d'impact. Il est néanmoins nécessaire de demander à ce qu'une des particules au moins vienne du vertex d'interaction afin de rejeter les nombreux événements dus aux rayons cosmiques. Une particule chargée venant du vertex est associée à une bonne trace qui est définie par les critères suivants :

- au moins 10 fils touchés.

1. Rappelons (Cf 15.4) que ne sont simulés que les événements avec un photon de plus de 4 GeV pointant dans le BGO ($10^\circ < \theta_\gamma < 170^\circ$).

- un paramètre d'impact dans le plan $r - \phi$ inférieur à 1 cm.
- une distance d'au moins 20 fils entre le premier et le dernier fil touché pour les traces pointant dans le tonneau.
- Le premier fil touché doit être un fil de la TEC interne pour les traces pointant vers les bouchons.

Il faut au moins 2 traces TEC dont une bonne pour sélectionner un événement. Si l'événement n'a qu'une seule bonne trace TEC, il doit en contenir une deuxième ayant touché au moins 20 fils et ayant un écart minimal de 30 fils entre le premier et le dernier fil touché.

A ce stade de l'analyse, pour $189 \text{ GeV} \leq \sqrt{s} \leq 202 \text{ GeV}$, 1070 événements ont été sélectionnés. Les simulations partielles du fond du Modèle Standard prédisent 421 événements. L'efficacité typique pour le signal est de 35%.

16.1.2 Niveau b

La suite de l'analyse concerne les produits de désintégration et la réjection du fond 2-photons.

Le seuil en énergie transverse de la relation (15.1) permet de se restreindre à une région de l'espace des phases dans laquelle les processus 2-photons se distinguent du signal par la présence d'un électron final dévié dans les zones instrumentées du détecteur. Pour les rejeter, il est donc demandé l'absence de dépôt d'énergie significatif dans les détecteurs à bas angles (LUMI et ALR).

Les produits de désintégration du $\tilde{\chi}_1^\pm$ sont faiblement énergiques. Cela se traduit par les coupures suivantes :

- moins de 16 GeV dans le HCAL.
- moins de 3 GeV dans les EGAP.
- si un muon a été identifié, son impulsion ne doit pas être supérieure à 10 GeV.
- Sans compter le photon, l'énergie déposée dans le BGO doit être inférieure à 16 GeV et celle déposée dans l'ensemble des calorimètres doit être inférieure à 18 GeV.

Aucune coupure sur l'impulsion des traces TEC n'est effectuée à ce niveau pour tenir compte des éventuelles traces TEC de haute énergie qu'un $\tilde{\chi}_1^\pm$ peut produire sa durée de vie est suffisante.

Les charginos se désintègrent en un petit nombre de particules. Les événements cherchés ont donc une faible multiplicité. Ceci se traduit en demandant

moins de 10 traces TEC et moins de 15 bumps dans le BGO. La figure 16.1 montre la distribution de certaines variables pour le signal.

La table 16.2 liste le nombre d'événements sélectionnés et attendus à ce stade de l'analyse. Un excès net apparaît. La figure 16.2 montre la distribu-

\sqrt{s} (GeV)	données		attendus	
	avant	après	avant	après
189	43	29	10.8	10.7
192	4	3	2.0	2.0
196	15	12	6.1	6.1
200	11	8	4.2	4.2
202	9	8	1.9	1.9

TAB. 16.2 – *Nombre d'événements sélectionnés et attendus avant et après la coupure sur $\frac{E_{Tvis}}{E_{vis}}$.*

tion du déséquilibre en énergie transverse ($\frac{E_{Tvis}}{E_{vis}}$) obtenue à 189 GeV pour le signal, le fond attendu et les données. Les événements sélectionnés à faible $\frac{E_{Tvis}}{E_{vis}}$ ne sont compatibles avec aucun signal et sont probablement dus au processus 2-photons. La coupure $\frac{E_{Tvis}}{E_{vis}} > 0.1$ est ajoutée. Le tableau 16.2 montre l'effet de cette coupure sur l'accord données-prédiction à chaque énergie.

Parmi les événements du processus 2-photons $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-\text{q}\bar{\text{q}}$ avec $M_{\gamma\gamma} > 3$ GeV simulés à 189 GeV, trois sont sélectionnés avant la coupure sur $\frac{E_{Tvis}}{E_{vis}}$. Ils correspondent à 0.75 événements attendus. Deux d'entre eux sont rejetés par cette dernière coupure. L'événement Monte-Carlo restant a un déséquilibre en énergie transverse inférieur à 0.2. Ce résultat montre que la contribution des processus à 2-photons bien que mal connue, n'est pas nulle.

Le tableau 16.3 liste pour chaque énergie le nombre d'événements pré-sélectionnés ainsi que le nombre d'événements attendus pour chacun des fonds simulés. Aucun événement n'est attendu pour les processus Bhabhas radiatifs.

16.2 Sélections

Suivant la valeur de ΔM , 3 sélections sont alors définies : faible ΔM , très faible ΔM et ultra faible ΔM . La sélection faible ΔM est faite pour ΔM voisin de 3 GeV. Pour de tels ΔM , les $\tilde{\chi}_1^\pm$ se désintègrent rapidement et leurs produits de désintégration ont assez d'énergie pour atteindre le BGO.

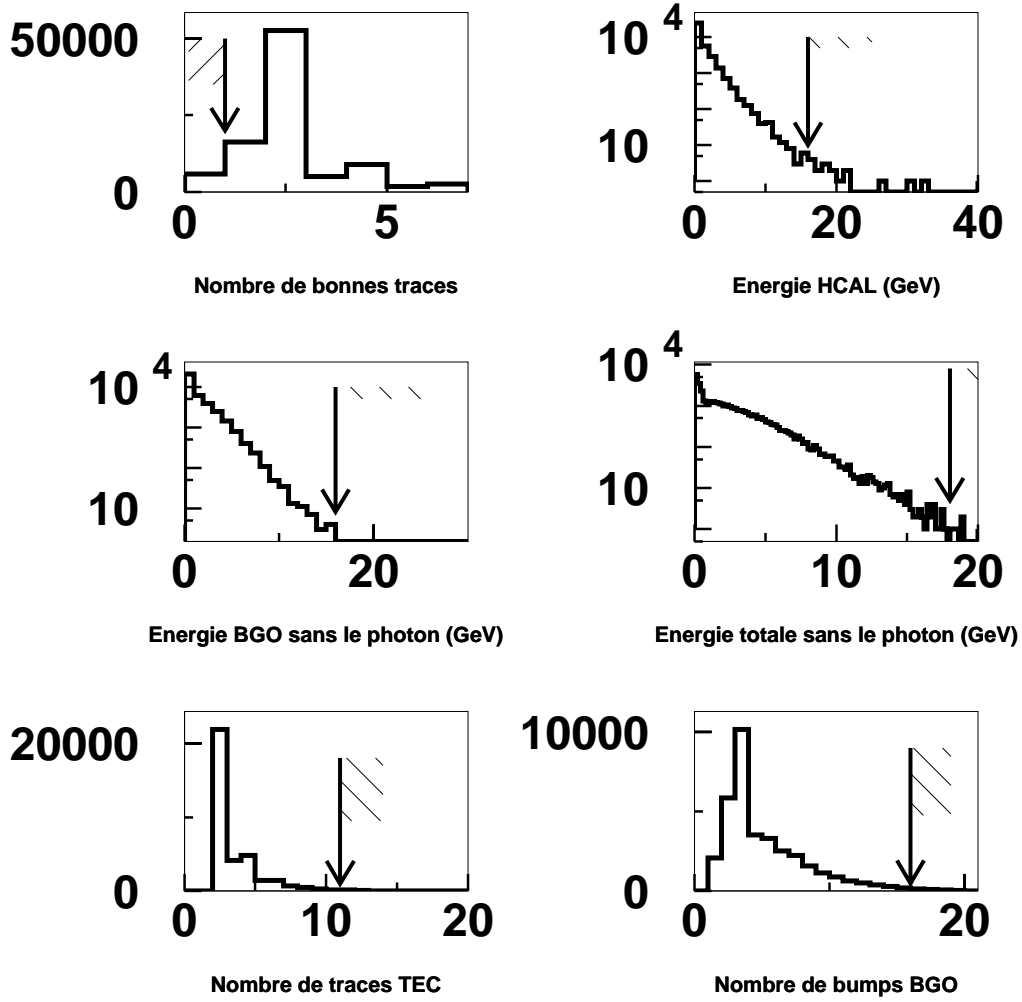


FIG. 16.1 – Distributions de quelques variables pour le signal. L'échelle est arbitraire et plusieurs masses de $\tilde{\chi}_1^\pm$ ainsi que plusieurs ΔM sont mélangés. La flèche verticale indique la position de la coupure.

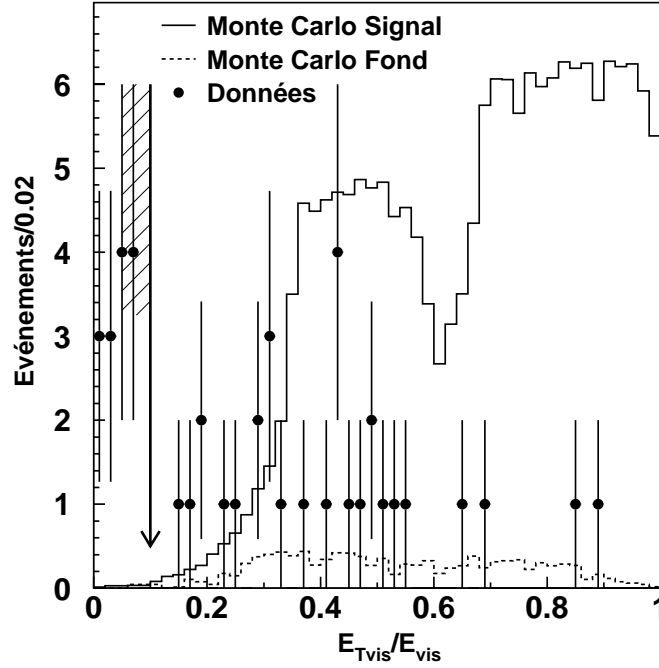


FIG. 16.2 – Distributions de $\frac{E_{Tvis}}{E_{vis}}$ pour le signal (ligne solide, échelle arbitraire, masses de $\tilde{\chi}_1^\pm$ et ΔM mélangés), le fond attendu (pointillé) et les données (points) à 189 GeV. La flèche verticale indique la position de la coupure. Le creux vers 0.6 correspond à la séparation entre le tonneau et les bouchons du BGO.

Elle demande donc que l'événement contienne au moins 2 bonnes traces TEC et qu'en plus du photon, il y ait au moins 100 MeV déposé dans le BGO.

La sélection très faible ΔM concerne des ΔM voisin de 1 GeV tandis que la sélection ultra faible ΔM est faite pour des ΔM voisin de 300 MeV et moins. Pour de si petits ΔM , aucun muon n'est capable d'atteindre les chambres à muons. Pour être sélectionné, un événement ne doit contenir aucune trace incompatible avec du bruit dans les chambres à muons. Les autres coupures sont essentiellement liées au fait que la multiplicité des canaux de désintégrations du $\tilde{\chi}_1^\pm$ ainsi que l'énergie des produits de désintégration diminuent avec ΔM .

Néanmoins, contrairement aux sélections faible et très faible ΔM , la sélection ultra faible ΔM ne fait aucune coupure sur l'impulsion des traces TEC afin de prendre en compte les possibles traces TEC de haute impulsion produites par des $\tilde{\chi}_1^\pm$ de longue durée de vie. Le tableau 16.4 liste l'ensemble

\sqrt{s}	$\mu^+\mu^-(\gamma)$	$\tau^+\tau^-(\gamma)$	$\nu\bar{\nu}\gamma(\gamma)$	$W^+W^-(\gamma)$	attendus	données
189	4.2	5.5	0.8	0.2	10.7	29
192	0.7	1.1	0.1	0.1	2.0	3
196	2.3	3.3	0.4	0.1	6.1	12
200	2.1	1.6	0.3	0.2	4.2	8
202	0.7	1.1	0.1	0.	1.9	8

TAB. 16.3 – Nombre d'événements présélectionnés à chaque énergie. Le nombre d'événements attendu pour chacun des fonds simulés est aussi listé.

des coupures pour chacune des 3 sélections.

Sélection		faible ΔM	très faible ΔM	ultra faible ΔM
énergie dans le HCAL	<	12 GeV	10 GeV	10 GeV
$E_{\text{BGO}} - E_\gamma$	<	10 GeV	6 GeV	1 GeV
énergie dans les calorimètres hors photon	<	12 GeV	8 GeV	6 GeV
impulsion des muons	<	8 GeV	Pas de muons	Pas de muons
P_T trace TEC	<	10 GeV	4 GeV	X
$\frac{E_{Tvis}}{E_{vis}}$	>	0.1	0.2	0.3
$\frac{E_{Lvis}}{E_{vis}}$	<	0.85	X	X
nombre de traces TEC	<	10	7	5
nombre de bumps BGO	<	15	10	6
isolation maximale du photon	<	160°	X	X

TAB. 16.4 – Liste des coupures pour chacune des 3 sélections. Un X signifie qu'il n'y a pas de coupure sur cette variable.

Les figures 16.3 et 16.4 montrent l'évolution avec ΔM des distributions de $\frac{E_{Tvis}}{E_{vis}}$ et de l'énergie calorimétrique total hors photon. Pour de très petits ΔM , la distribution de $\frac{E_{Tvis}}{E_{vis}}$ montre un creux entre 0.6 et 0.65. Pour ces ΔM , l'essentiel de l'énergie est déposée par le photon. En conséquence, $\frac{E_{Tvis}}{E_{vis}}$ est à peu près égal à $\sin(\theta_\gamma)$ avec θ_γ l'angle du photon par rapport au tube à vide. Le trou à 0.6-0.65 correspond à θ_γ allant de 35° à 40° ; c'est à dire, à un photon pointant dans les régions situées entre le tonneau et les bouchons du BGO. Ce creux apparaissait déjà dans la figure 16.2.

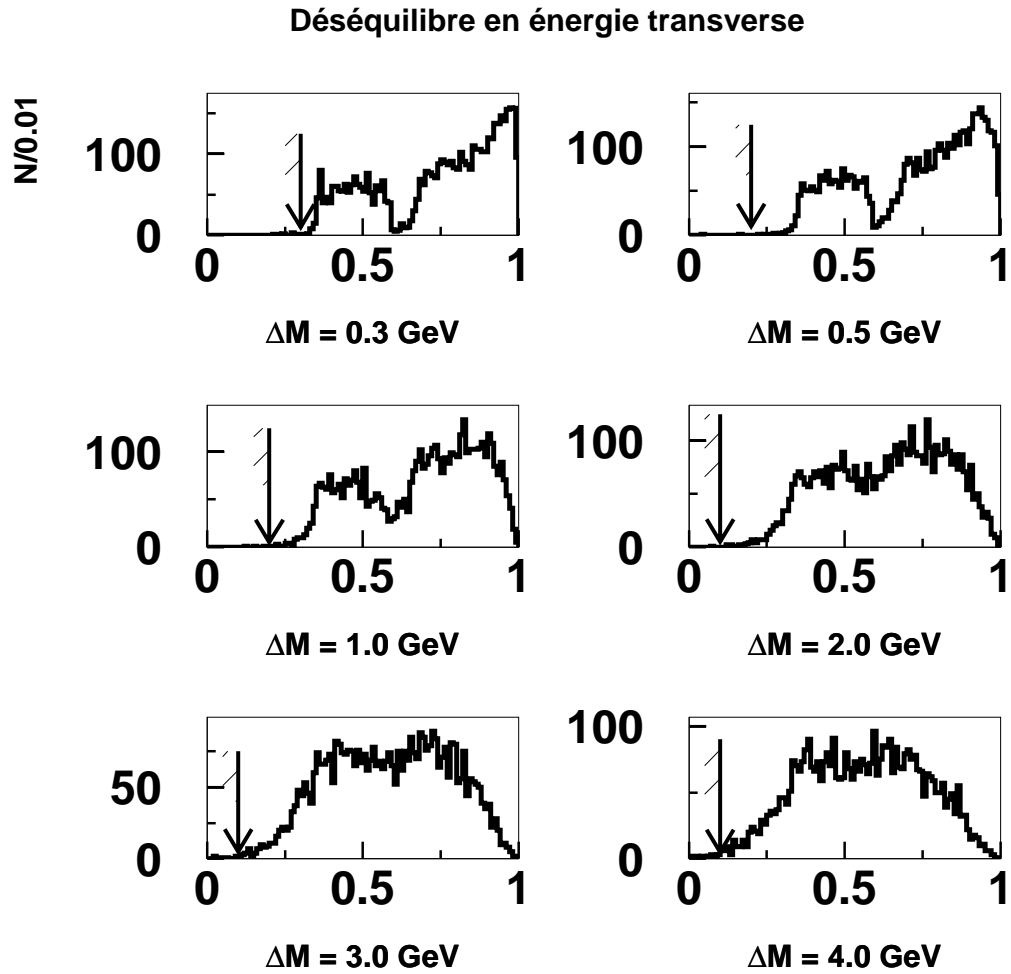


FIG. 16.3 – Distributions de $\frac{E_{Tvis}}{E_{vis}}$ pour le signal (échelle verticale arbitraire, masses de $\tilde{\chi}_1^\pm$ mélangés) pour différents ΔM . Le creux vers 0.6 correspond à la séparation entre le tonneau et les bouchons du BGO.

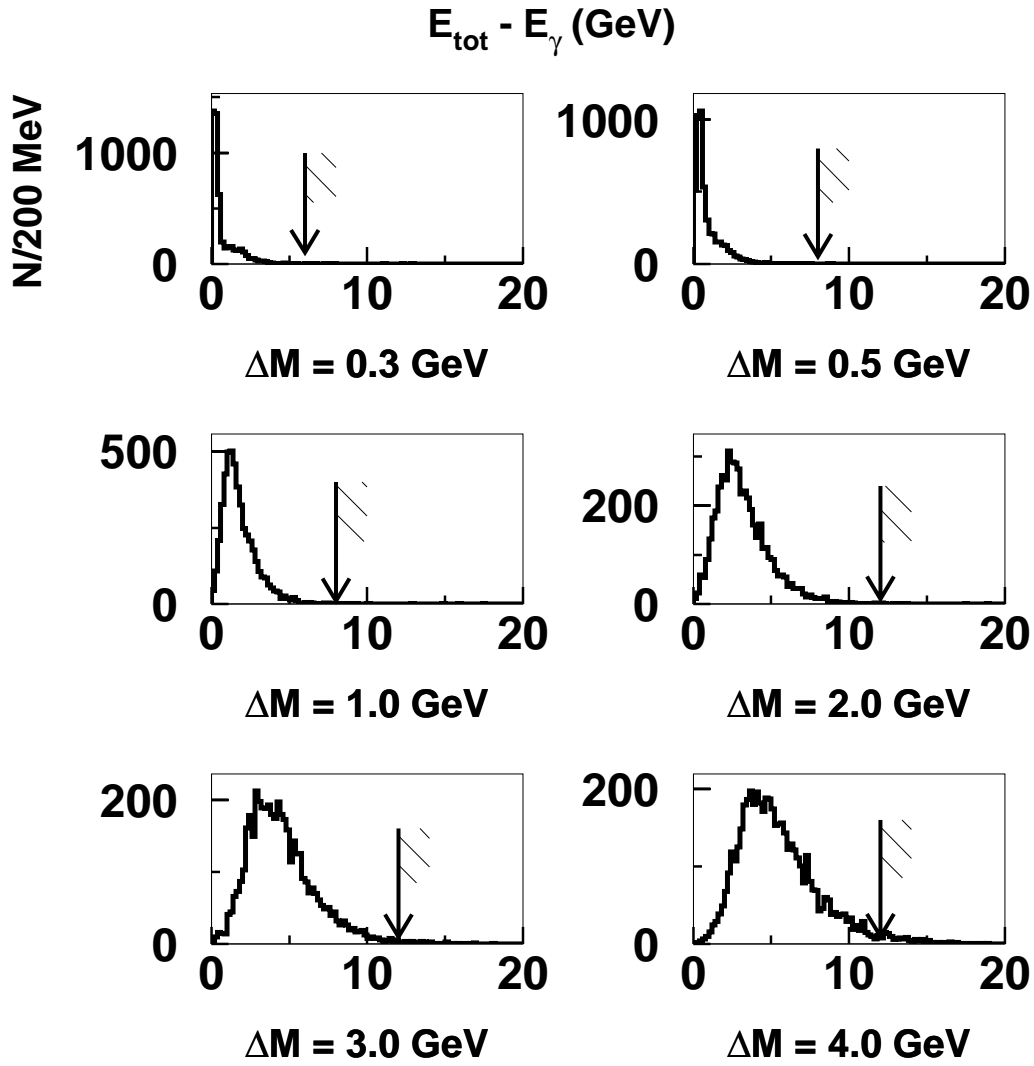


FIG. 16.4 – Distributions pour le signal (échelle verticale arbitraire, masses de $\tilde{\chi}_1^{\pm}$ mélangés) pour différents ΔM de l'énergie calorimétrique totale en dehors de celle due au photon.

Chapitre 17

Résultats

17.1 Événements sélectionnés

Le tableau 17.1 donne le nombre d'événements sélectionnés et le fond attendu à chaque énergie pour chacune des 3 sélections ainsi que pour le "ou" des 3 sélections. La figure 17.1 montre un des événements sélectionnés à 189 GeV.

Il y a un bon accord entre les données et la prédiction partielle du Modèle Standard pour les sélections très faible et ultra faible ΔM . Pour la sélection faible ΔM , il y a un excès d'événements.

Néanmoins, cet excès est probablement dû à la physique à 2-photons. Deux arguments militent pour cette explication. Le premier est qualitatif: la relation (15.1) est utilisée pour rejeter le fond 2-photons si seuls les électrons compensent l'énergie transverse du photon ISR. Cette coupure sera prise en défaut si le système $\gamma\gamma$ intervient aussi dans cette compensation. Le système $\gamma\gamma$ peut d'autant plus intervenir que son énergie est grande. Or la sélection faible ΔM est celle qui tolère la plus grande énergie pour le système $\gamma\gamma$. La contribution du fond 2-photons doit y être plus importante.

Le deuxième argument vient des résultats de la simulation à 189 GeV du processus 2-photons $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$ avec $M_{\gamma\gamma} > 3$ GeV. Après analyse, aucun événement n'a été sélectionné par très faible et ultra faible ΔM (Voir table 17.1) et un événement Monte-Carlo (correspondant à 0.24 attendu) a été gardé par la sélection faible ΔM .

En résumé, il n'y a pas de manifestation claire de la présence de $\tilde{\chi}_1^\pm$ dans les données.

Sélection	faible ΔM	très faible ΔM	ultra faible ΔM	ou
189 GeV				
$\mu^+\mu^-(\gamma)$	0.41	0.08	0.63	0.94
$\tau^+\tau^-(\gamma)$	1.34	0.39	0.08	1.44
$\nu\bar{\nu}\gamma(\gamma)$	0.54	0.57	0.20	0.64
$W^+W^-(\gamma)$	0.03	0.01	0.	0.03
Modèle Standard	2.32	1.05	0.91	3.05
Données	6	1	1	8
$\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$ $M_{\gamma\gamma} > 3 \text{ GeV}$	0.24 ± 0.24	0	0	0.24 ± 0.24
192 GeV				
$\mu^+\mu^-(\gamma)$	0.0	0.0	0.05	0.05
$\tau^+\tau^-(\gamma)$	0.3	0.	0.	0.3
$\nu\bar{\nu}\gamma(\gamma)$	0.1	0.09	0.04	0.13
$W^+W^-(\gamma)$	0.	0.	0.	0.
Modèle Standard	0.40	0.09	0.09	0.48
Données	2	2	1	2
196 GeV				
$\mu^+\mu^-(\gamma)$	0.15	0.	0.3	0.4
$\tau^+\tau^-(\gamma)$	0.3	0.2	0.2	0.3
$\nu\bar{\nu}\gamma(\gamma)$	0.3	0.3	0.1	0.4
$W^+W^-(\gamma)$	0.	0.	0.	0.
Modèle Standard	0.75	0.5	0.6	1.1
Données	1	0	0	1
200 GeV				
$\mu^+\mu^-(\gamma)$	0.1	0.1	0.2	0.2
$\tau^+\tau^-(\gamma)$	0.7	0.4	0.	0.7
$\nu\bar{\nu}\gamma(\gamma)$	0.15	0.2	0.1	0.25
$W^+W^-(\gamma)$	0.	0.	0.	0.
Modèle Standard	0.95	0.7	0.3	1.15
Données	2	0	0	2
202 GeV				
$\mu^+\mu^-(\gamma)$	0.1	0.05	0.3	0.4
$\tau^+\tau^-(\gamma)$	0.5	0.1	0.05	0.5
$\nu\bar{\nu}\gamma(\gamma)$	0.06	0.08	0.04	0.10
$W^+W^-(\gamma)$	0.	0.	0.	0.
Modèle Standard	0.66	0.23	0.39	1.0
Données	3	2	1	4

TAB. 17.1 – Nombre d'événements sélectionnés et prévus par le Modèle Standard. La dernière colonne donne le "ou" des 3 sélections.

Run # 731210 Event # 3894 Total Energy : 29.02 GeV

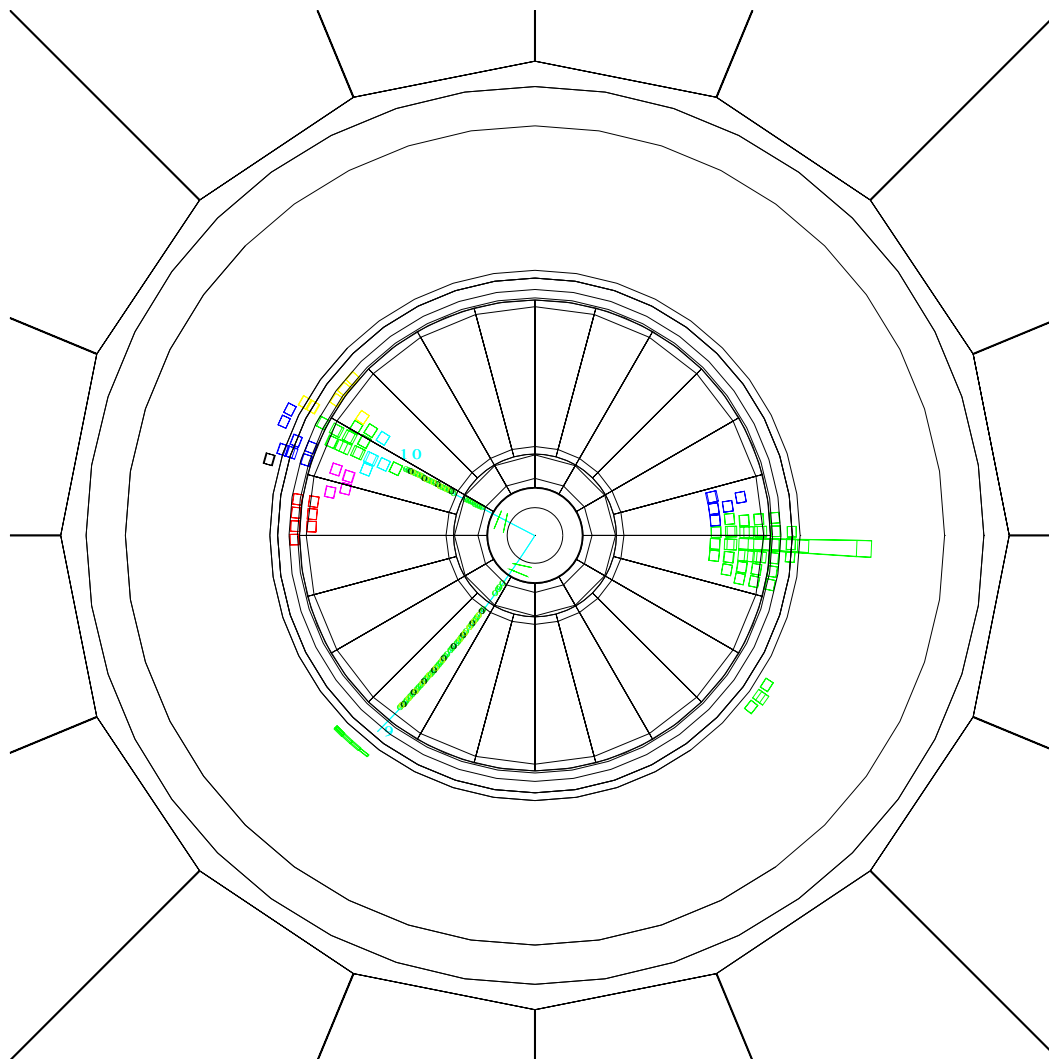


FIG. 17.1 – Exemple d'un événement sélectionné à 189 GeV. L'événement est représenté dans le plan $r\phi$ dans un grossissement de la figure 2.5. Les détecteurs ainsi visible sont le BGO et la TEC. Les dépôts dans le calorimètre sont représentés par des carrés. Le fait qu'ils apparaissent dans la TEC ici signifie qu'ils se situent dans les bouchons.

17.2 Spectre en masse de recul

La figure 17.2 montre le spectre en masse de recul des événements sélectionnés à chaque énergie. La masse du recul M_R du photon est donné par :

$$M_R = 2\sqrt{E_{\text{faisc}}}\sqrt{E_{\text{faisc}} - E_\gamma} \quad (17.1)$$

L'événement Monte-Carlo de PHOJET sélectionné a une masse de recul d'environ 180 GeV et se trouve dans la zone où s'accumulent les événements sélectionnés par faible ΔM à 189 GeV.

17.3 Efficacité de la sélection

17.3.1 Moyenne

La figure 17.3 représente l'efficacité moyenne de chacune des 3 sélections en fonction de ΔM . Cette efficacité est calculée pour des signaux à 189 GeV ayant un photon vérifiant $E_\gamma \geq 4$ GeV et $10^\circ < \theta_\gamma < 170^\circ$. La moyenne est effectuée sur la masse des charginos. Le signal correspond au cas de figure où l'on peut négliger la contribution des sleptons et squarks virtuels pour les largeurs de désintégration du $\tilde{\chi}_1^\pm$. Les temps de vol utilisés correspondent à ceux des jauginos avec $\mu > 0$ (Cf section 19.2.1). L'efficacité de la sélection dépasse 30% sur une grande partie de la région en ΔM qui nous intéresse.

17.3.2 Évolution de l'efficacité

Pour une même masse de $\tilde{\chi}_1^\pm$ et un même ΔM , plusieurs longueurs de désintégration sont possibles (Cf section 19.2.1). Cela a des conséquences sur les caractéristiques du signal quand $\Delta M \lesssim 500$ MeV. L'évolution de l'efficacité de la sélection (le "ou" des 3 sélections) avec la longueur de désintégration est représentée sur la figure 17.4a pour un $\tilde{\chi}_1^\pm$ de 70 GeV, un ΔM de 200 MeV et des taux de branchement fixés à : 95.5% en $\pi^\pm \tilde{\chi}_1^0$, 3% en $e^\pm \nu_e \tilde{\chi}_1^0$ et 1.5% en $\mu^\pm \nu_\mu \tilde{\chi}_1^0$. Pour une longueur de désintégration inférieure à 1 cm, les $\tilde{\chi}_1^\pm$ se désintègrent immédiatement et l'efficacité est constante. Entre 1 et 10 cm, l'efficacité décroît. Cette chute est la combinaison de 2 effets.

Le premier effet est la difficulté d'obtenir de bonnes traces si le $\tilde{\chi}_1^\pm$ se désintègre à plus de 1 cm du point d'interaction : les traces associées aux produits de désintégration du $\tilde{\chi}_1^\pm$ auront un paramètre d'impact trop grand pour être cataloguées bonnes. Pour que la trace du $\tilde{\chi}_1^\pm$ lui-même soit bonne, il faut que ce dernier parcourt au moins 20 cm.

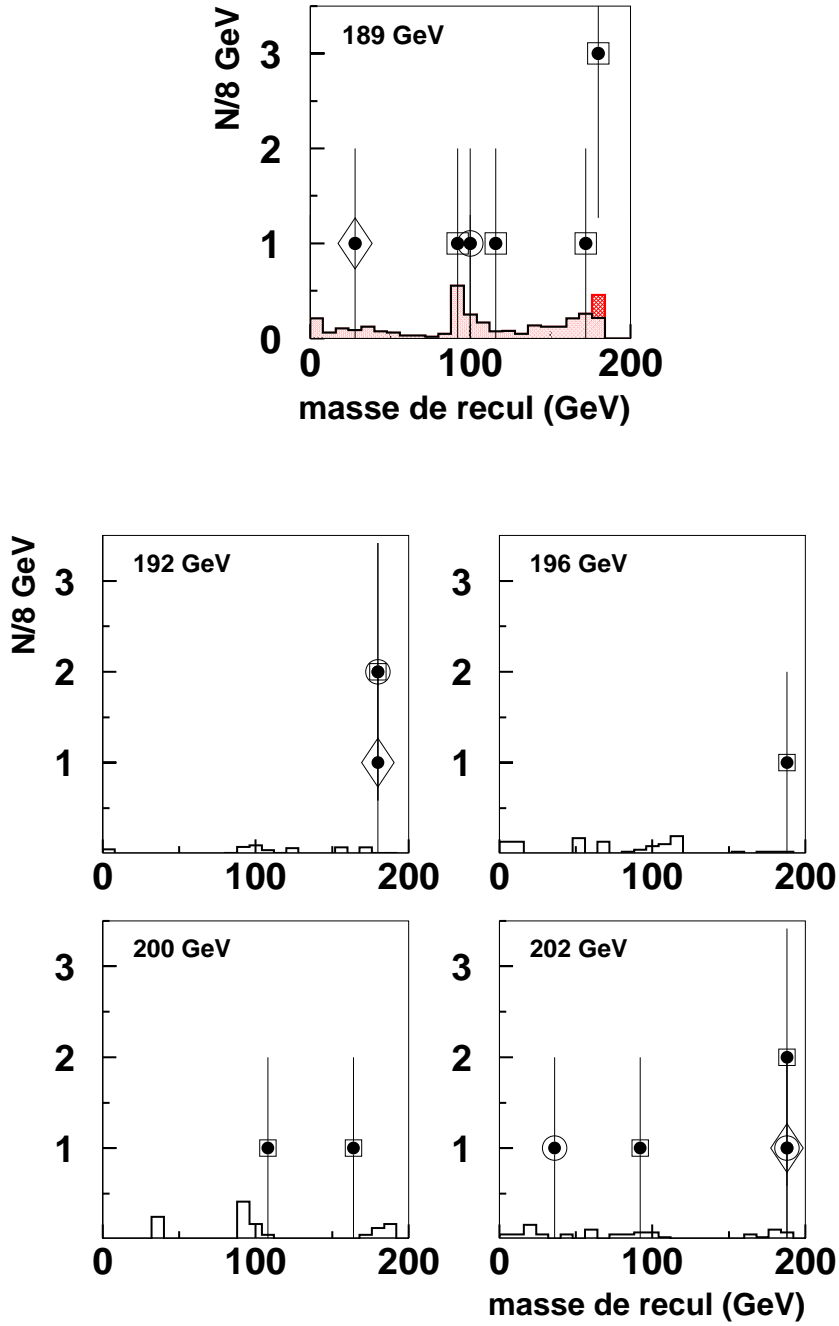


FIG. 17.2 – Spectre en masse de recul des événements sélectionnés par faible ΔM (cercle plein dans un carré), très faible ΔM (cercle plein dans un cercle) et ultra faible ΔM (cercle plein dans un losange). Le trait indique le fond standard attendu par la sélection “ou”. La contribution qu’apporte l’événement Monte-Carlo de PHOJET est représentée en grisée sur le spectre à 189 GeV. Cette contribution n’est pas incluse dans l’estimation du fond.

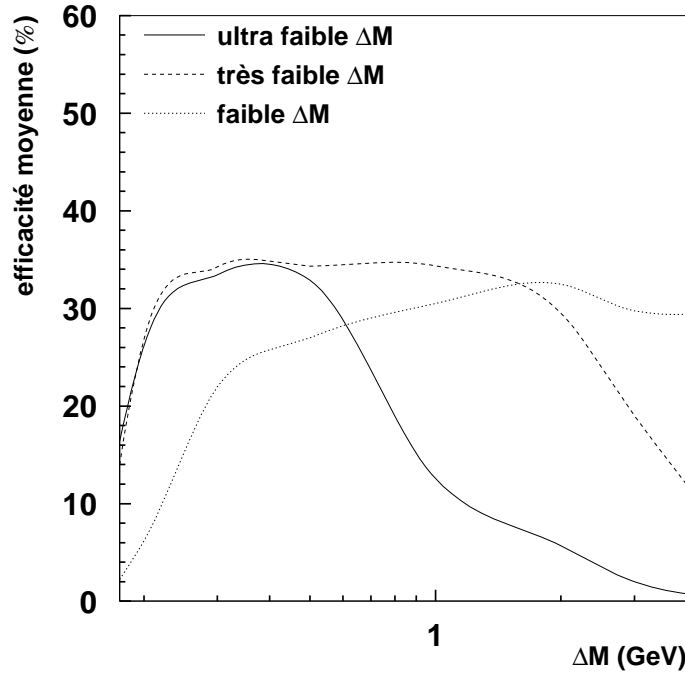


FIG. 17.3 – Efficacité moyennée sur les masses de $\tilde{\chi}_1^\pm$, des 3 sélections ultra faible ΔM (trait plein), très faible ΔM (tirets) et faible ΔM (pointillés) en fonction de ΔM .

Le deuxième effet concerne les $\tilde{\chi}_1^\pm$ de grande durée de vie. Leurs traces associées ont une grande impulsion et les événements correspondant ne peuvent être gardés que par la sélection ultra faible ΔM . Mais il arrive que le $\tilde{\chi}_1^\pm$ atteigne le BGO et que du fait de son grand $\frac{dE}{dx}$, il y dépose plus de 1 GeV provoquant ainsi le rejet de l'événement.

Le plateau pour des longueurs de désintégration comprises entre quelques dizaines de cm et quelques mètres correspond à des événements où il y a toujours au moins une bonne trace TEC associée à un $\tilde{\chi}_1^\pm$ mais où il arrive que les $\tilde{\chi}_1^\pm$ en traversant le BGO y déposent plus de 1 GeV.

Au delà de quelques mètres de longueurs de désintégration, l'efficacité recommence à décroître car les $\tilde{\chi}_1^\pm$ sont alors capables de laisser des traces dans les chambres à muons. Ce qui provoque le rejet de l'événement.

La figure 17.4b montre l'évolution de l'efficacité en fonction de ΔM pour des temps de vol fixés. Les taux de branchement utilisés sont les même que pour la figure 17.4a quand $\Delta M > m_\pi$, pour des ΔM inférieurs la désintégration a été imposée comme purement électronique. On constate que

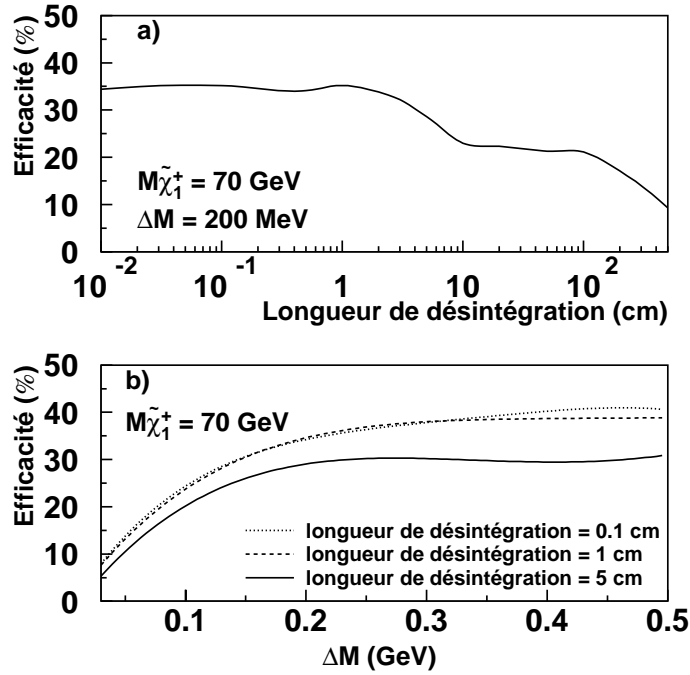


FIG. 17.4 – Efficacité du “ou” des 3 sélections en fonction de a) la longueur de désintégration avec ΔM fixé et b) ΔM avec longueur de désintégration fixée.

pour des longueurs de désintégration inférieures à quelques cm, l’efficacité chute avec ΔM . Ceci est dû au champ magnétique qui, en courbant les trajectoires des particules chargées de très faible énergie, les empêche d’atteindre la TEC. Il a été vérifié que pour $\Delta M = 10$ MeV, l’efficacité est nulle.

17.4 Efficacité du déclenchement

L’efficacité du déclenchement a été estimée à 189 GeV à partir des simulations pour $0.175 \text{ GeV} < \Delta M < 4 \text{ GeV}$. Cette efficacité a été estimée pour les événements ayant franchi le niveau a de la présélection (Cf 16.1.1).

Sur la figure 17.5 est représentée l’efficacité du déclenchement de niveau 1 en fonction de ΔM . Cette efficacité est de presque 100%. Sur cette figure sont aussi indiquées les efficacités des déclenchements énergie et TEC (Cf 2.5.1) qui sont les 2 principaux déclenchements pour le signal. Le déclenchement énergie est allumé par le photon ISR. Pour le signal chargino, ce taux est

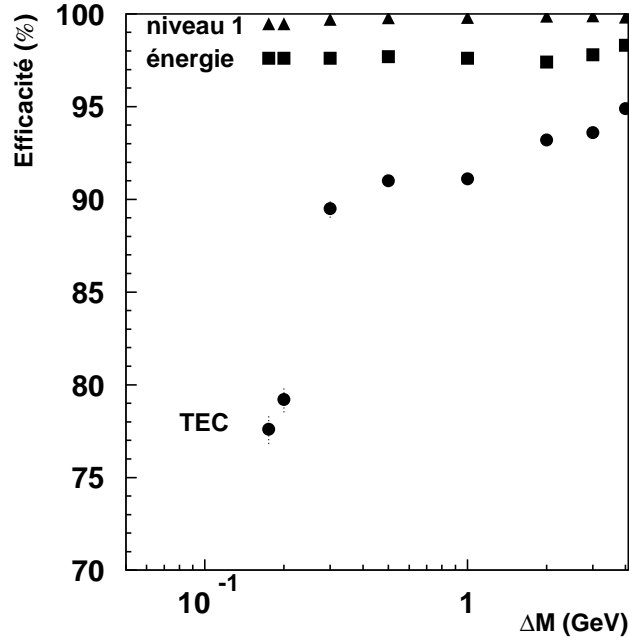


FIG. 17.5 – *Efficacité du déclenchement de niveau 1 ainsi que de ses composantes énergie et TEC en fonction de ΔM pour les signaux simulés à 189 GeV pour $0.175 \text{ GeV} < \Delta M < 4 \text{ GeV}$.*

de 97.7% et ne dépend pas de ΔM . Le déclenchement TEC est allumé par les produits de désintégration du chargino. Ce taux dépasse 90% pour $\Delta M \geq 300 \text{ MeV}$ et diminue en dessous. Cette baisse est due à 2 facteurs : la très faible impulsion des traces et leur grand paramètre d'impact.

Les principales composantes du déclenchement énergie sont les sous-déclenchements cluster BGO, photon unique et énergie totale BGO (cf section 2.5.2). La figure 17.6 représente en fonction de l'énergie du photon ISR, la proportion d'événements pour lesquels ces sous-déclenchements sont allumés parmi les événements pour lesquels le déclenchement en énergie est allumé.

Certaines inefficacités du déclenchement énergie ne sont pas simulées. En particulier, le déclenchement cluster BGO perd en efficacité pour des photons de plus de 50 GeV. Néanmoins, dans ce cas là, le déclenchement énergie totale BGO est allumé. L'efficacité du déclenchement énergie dans les données n'est donc pas affectée par l'inefficacité du déclenchement cluster BGO.

Du fait de la coupure 15.1, la partie basse énergie du spectre de photon correspond à des photons dans le tonneau. L'efficacité du déclenchement photon unique y est de 84% et est le déclenchement qui conserve le signal

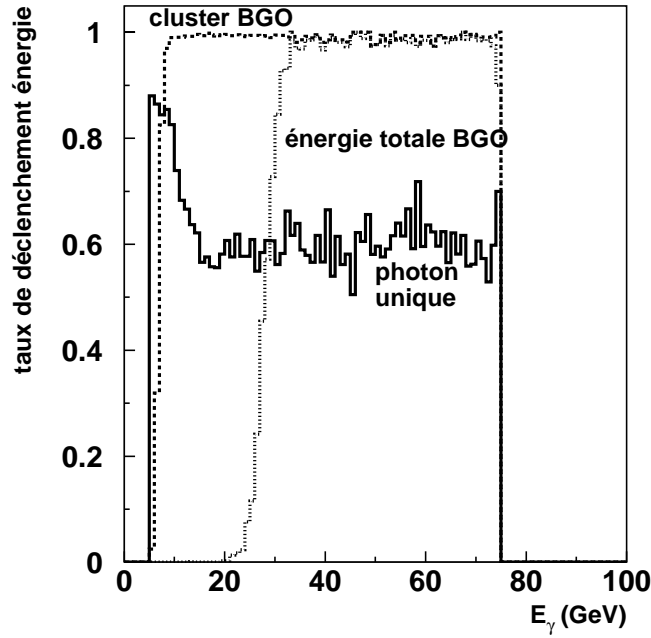


FIG. 17.6 – *Taux de déclenchement en fonction de l'énergie du photon ISR des déclenchements photon unique, cluster BGO et énergie totale BGO parmi les événements ayant le déclenchement énergie allumé. Ces taux ont été estimés avec les simulations du signal à 189 GeV pour $0.175 \text{ GeV} < \Delta M < 4 \text{ GeV}$.*

tant que le photon est en dessous du seuil d'environ 6 GeV du déclenchement cluster BGO. Avec une énergie plus grande, le photon peut être dans les bouchons et être compatible avec 15.1. Le déclenchement photon unique n'étant défini que dans le tonneau, cela explique la diminution de son importance relative quand l'énergie des photons augmente. L'inefficacité de 2.3% du déclenchement énergie est pour l'essentiel due aux événements qui ne peuvent être conservés que par le déclenchement photon unique. Du fait de 15.1, leur proportion diminue avec l'accroissement de \sqrt{s} .

Les déclenchements de niveau 2 et 3 introduisent une inefficacité négligeable car la plupart des événements déclenchent le niveau 1 par énergie et TEC. Les événements pour lesquels le déclenchement TEC est absent correspondent aux plus faibles ΔM . Ils sont donc, du point de vue du BGO, similaires au signal photon unique. Ce type de signal est conservé par les déclenchements de niveau 2 et 3.

Chapitre 18

Interprétations : limites en sections efficaces

18.1 Spectre ISR

18.1.1 Dépendance avec les paramètres

Les diagrammes contribuant à la production d'une paire de $\tilde{\chi}_1^\pm$ sont représentés sur la figure 18.1. Le spectre en énergie des photons ISR dépend du poids relatif de chacun de ces diagrammes dans la section efficace de $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$. En particulier, un poids important du diagramme d'échange d'un Z favorise l'émission de photon de haute énergie. Le couplage $Z\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ est proportionnel à [35]:

$$\frac{G^2}{2} + \frac{1}{2} - \sin^2 \theta_W \approx \frac{G^2}{2} + 0.25$$

où G est la composante jaugino (Cf section 7.6) du $\tilde{\chi}_1^\pm$. Un $\tilde{\chi}_1^\pm$ de type higgsino a un couplage au Z environ 3 fois plus faible qu'un $\tilde{\chi}_1^\pm$ de type

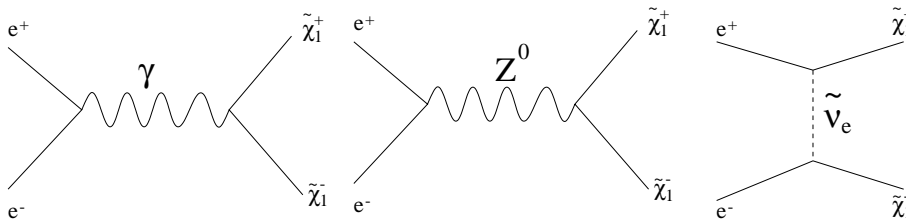


FIG. 18.1 – *Diagrammes de Feynman pour le processus $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$.*

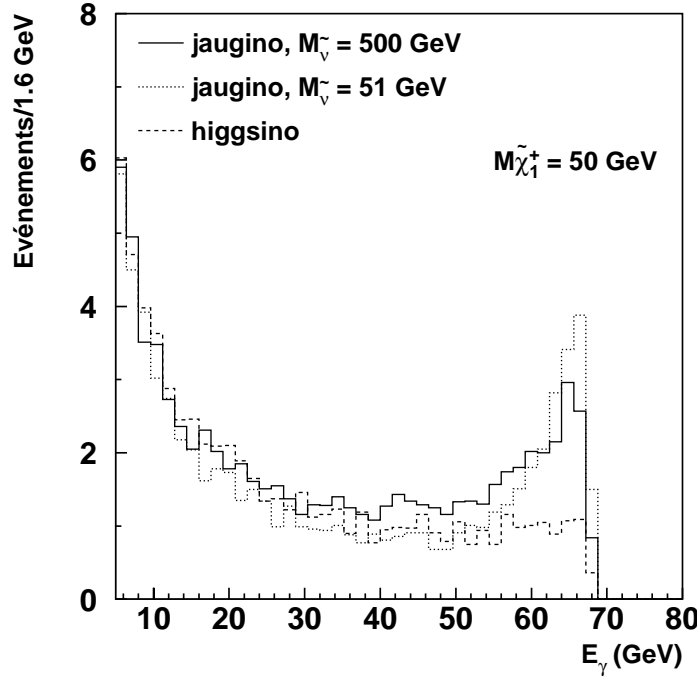


FIG. 18.2 – Spectre en énergie du photon ISR pour la production d’une paire de $\tilde{\chi}_1^\pm$ de 50 GeV avec un photon émis à plus de 10° par rapport au tube à vide. Le trait plein correspond à un $\tilde{\chi}_1^\pm$ de type jaugino avec $M_{\tilde{\nu}} = 500$ GeV, les tirets à un $\tilde{\chi}_1^\pm$ de type higgsino et les pointillés à un $\tilde{\chi}_1^\pm$ de type jaugino avec $M_{\tilde{\nu}} = M_{\tilde{\chi}_1^\pm} + 1$ GeV. Les distributions sont normalisées à la même section efficace.

jaugino. Si le $\tilde{\chi}_1^\pm$ n’est pas trop lourd, le retour radiatif au Z est plus marqué pour un jaugino que pour un higgsino (Voir Figure 18.2).

Le diagramme en t d’échange d’un $\tilde{\nu}_e$ interfère avec les diagrammes en s et défavorise l’émission de photons d’énergie moyenne (20-50 GeV). Ceci n’est sensible que si la masse du $\tilde{\nu}_e$ est faible et si le $\tilde{\chi}_1^\pm$ a une composante jaugino. En effet, le couplage higgsino- $\tilde{\nu}_e$ -e est réduit d’un facteur $\frac{M_e}{M_W}$ par rapport au couplage jaugino- $\tilde{\nu}_e$ -e [65]. La figure 18.2 montre l’impact de la masse du $\tilde{\nu}_e$ sur le spectre ISR.

18.1.2 Efficacité ISR

La simulation du signal a été faite pour les événements ayant un photon avec $E_\gamma \geq 4$ GeV et $10^\circ \leq \theta_\gamma \leq 170^\circ$. Pour pouvoir comparer l’efficacité

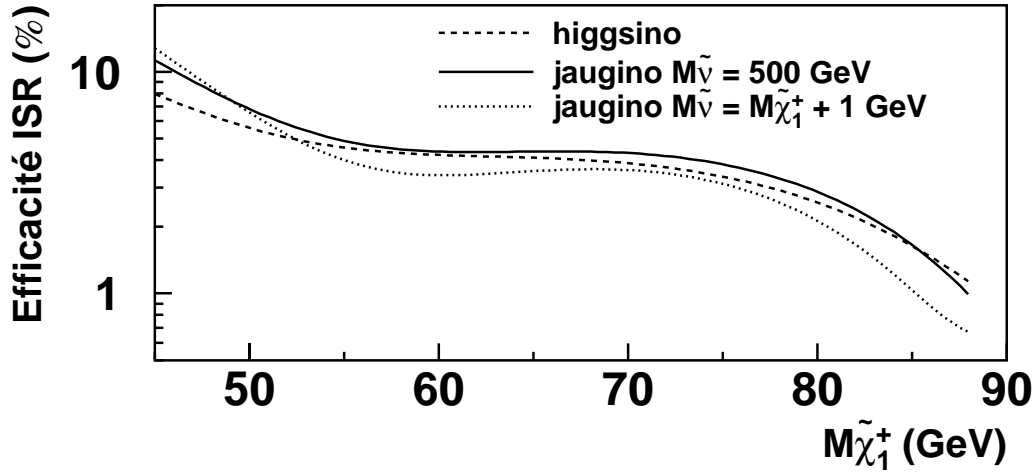


FIG. 18.3 – *Efficacité à 189 GeV après les 2 coupures : $E_\gamma \geq 4$ GeV et $10^\circ \leq \theta_\gamma \leq 170^\circ$ en fonction de la masse de $\tilde{\chi}_1^\pm$.*

de cette analyse avec les sélections standard et de particules stables (voir 14.3.3), il est nécessaire d'estimer l'efficacité de l'analyse sur le processus $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$. Pour ce faire, il a été calculé, au niveau générateur, l'efficacité sur le signal après les coupures correspondant aux coupures appliquées lors de la simulation.

Les efficacités correspondantes sont représentées en fonction de la masse du $\tilde{\chi}_1^\pm$ sur la figure 18.3. Ces efficacités correspondent à $\sqrt{s} = 189$ GeV. Les mêmes efficacités ont été estimées pour toutes les énergies. Les efficacités jaugino et $M_{\tilde{\nu}} = M_{\tilde{\chi}_1^\pm} + 1$ GeV ont été estimées pour $\mu = 1$ TeV. Pour l'efficacité jaugino, on a pris $M_{\tilde{\nu}} = 500$ GeV. L'efficacité higgsino a été calculée en imposant $\mu = M_{\tilde{\chi}_1^\pm} + 1$ GeV. Toutes ces efficacités sont calculées pour $\tan \beta = 4$.

18.1.3 Efficacité totale

L'efficacité totale d'une sélection est calculée en multipliant l'efficacité ISR (voir 18.1.2) avec l'efficacité de la sélection (voir 17.3). 3 efficacités sont calculées correspondant aux 3 cas décrit dans la section 18.1.2. L'efficacité de la sélection est estimée à partir des simulations qui correspondent au cas jaugino avec $\tilde{\nu}$ lourd. Pour $\sqrt{s} = 189$ GeV et $175 \text{ MeV} \leq \Delta M \leq 4$ GeV, la simulation a été faite pour des masses de charginos allant de 45 à 70 GeV avec un pas de 5 GeV, et de 70 GeV à 90 GeV avec un pas de 2.5 GeV. Pour

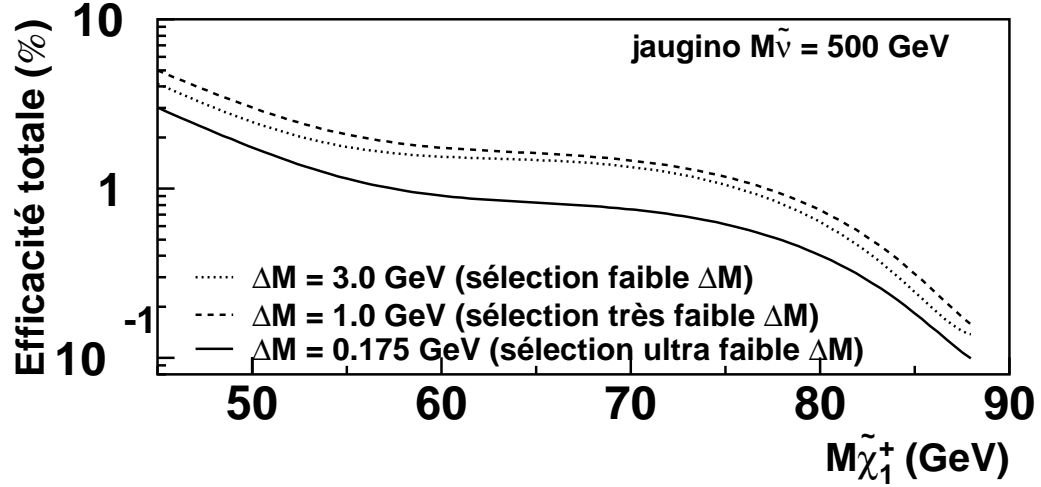


FIG. 18.4 – *Efficacité totale à 189 GeV des sélections en fonction de $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ pour certains ΔM . Ces efficacités sont établies pour un $\tilde{\chi}_1^\pm$ de type gaugino avec un $\tilde{\nu}$ lourd.*

les \sqrt{s} supérieurs, la simulation a été faite pour des masses de charginos de 45 GeV, 48 GeV, 60 GeV, et de 75 GeV à 95 GeV¹ par pas de 5 GeV. La figure 18.4 montre des exemples de cette efficacité totale en fonction de $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ à 189 GeV pour des jauginos avec $\tilde{\nu}$ lourd.

Pour $130 \text{ MeV} < \Delta M < 175 \text{ MeV}$, l'efficacité de la sélection a été estimée à l'aide de simulation faite pour des masses de $\tilde{\chi}_1^\pm$ égales à 50 GeV, 70 GeV et 85 GeV. Pour les autres masses de $\tilde{\chi}_1^\pm$, l'efficacité a été déduite de celle trouvée à $\Delta M = 175 \text{ MeV}$. Par exemple, pour un chargino de 75 GeV et un ΔM de 150 MeV, l'efficacité $\varepsilon_{sel}(75\text{GeV}, 150\text{MeV})$ d'une sélection a été calculée par la formule :

$$\varepsilon_{sel}(75\text{GeV}, 150\text{MeV}) = \varepsilon_{sel}(75\text{GeV}, 175\text{MeV}) \frac{\bar{\varepsilon}(150\text{MeV})}{\bar{\varepsilon}(175\text{MeV})} \quad (18.1)$$

où

$$\bar{\varepsilon}(\Delta M) = \varepsilon_{OU}(50\text{GeV}, \Delta M) + \varepsilon_{OU}(70\text{GeV}, \Delta M) + \varepsilon_{OU}(85\text{GeV}, \Delta M) \quad (18.2)$$

avec ε_{OU} l'efficacité du “ou” des 3 sélections faible, très faible et ultra faible ΔM .

La longueur de désintégration considérée pour estimer cette efficacité a été choisie comme étant la plus courte possible (Voir section 19.2.1).

1. Les charginos de 95 GeV n'ont été simulés que pour $\sqrt{s} \leq 200 \text{ GeV}$.

Pour le cas higgsino, l'efficacité de la sélection a été supposée égale au cas jaugino avec $\tilde{\nu}$ lourd.

Dans le cas $\tilde{\nu}$ léger, pour $\Delta M \geq 200$ MeV, l'efficacité de la sélection a été aussi supposée égale au cas jaugino avec $\tilde{\nu}$ lourd. Pour $30 \text{ MeV} \leq \Delta M < 200$ MeV, une simulation a été faite en imposant une désintégration purement leptonique du $\tilde{\chi}_1^\pm$ et une longueur de désintégration inférieure à 0.1 cm (Voir section 19.2.1). Ces simulations ont été faites pour des masses de $\tilde{\chi}_1^\pm$ de 50 GeV, 70 GeV et 85 GeV. L'efficacité d'une sélection a été dérivée de l'efficacité de la même sélection dans le cas jaugino avec $\tilde{\nu}$ lourd et $\Delta M = 175$ MeV par la formule (18.1).

Enfin, les résultats présentés dans la figure 17.4a ont été utilisés pour corriger l'efficacité ainsi trouvée en fonction de la longueur de désintégration.

Les efficacités ISR et de chaque sélection ont été estimées pour chaque \sqrt{s} . Les facteurs de normalisation d'efficacité de la formule (18.1) calculés pour $\sqrt{s} = 189$ GeV ont été utilisés pour toutes les énergies.

18.2 Limites sur la section efficace

A partir des 3 sélections faible ΔM , très faible ΔM et ultra faible ΔM , il a été dérivé les 7 échantillons indépendants suivants :

- sélectionné par faible ΔM seule.
- sélectionné par très faible ΔM seule.
- sélectionné par ultra faible ΔM seule.
- sélectionné par faible ΔM et très faible ΔM .
- sélectionné par faible ΔM et ultra faible ΔM .
- sélectionné par très faible ΔM et ultra faible ΔM .
- sélectionné par les 3 sélections.

Pour chacune de ces 7 sélections et pour chaque masse de $\tilde{\chi}_1^\pm$, le nombre d'événements et le fond attendu ont été estimés en appliquant une coupure sur la masse de recul du photon (17.1). Pour un $\tilde{\chi}_1^\pm$ de masse donnée, un événement n'est conservé que si, en tenant compte de la résolution du BGO, l'énergie du photon est compatible avec une masse de recul supérieure à 2 fois la masse du chargino. Pour chaque masse de $\tilde{\chi}_1^\pm$, chaque ΔM , chacun des

3 cas de figure décrits dans la section 18.1.2 et pour chacune des 7 sélections, l'efficacité a été calculée comme décrit dans la section 18.1.3.

L'ensemble de ces résultats a été utilisé pour combiner les 7 sélections selon la formule (11.2). Il en a été déduit une limite à 95% de taux de confiance sur la section efficace de production d'une paire $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ en fonction de $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$, de ΔM et du cas de figure : (jaugino, $\tilde{\nu}$ lourd), (higgsino) et (jaugino, $\tilde{\nu}$ léger). La figure 18.5 montre les courbes de niveau de cette limite dans le plan $(M_{\tilde{\chi}_1^\pm}, \Delta M)$ pour les 3 cas de figures en utilisant les données enregistrées à 189 GeV. La figure 18.6 montre un exemple de limite supérieure sur la section efficace en fonction de $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ pour divers ΔM .

La combinaison des données de 1998 et 1999 a été faite en utilisant la formule (11.2) et en combinant 7 sélections x 5 \sqrt{s} , soit 35 sélections. Il a été pris pour les termes théoriques $\sigma_{B/A}$ qui interviennent entre 2 sélections à des énergies différentes, le rapport entre les minimums de sections efficaces aux différentes énergies (Voir 19.1.2). Ces rapports sont différents pour chacun des 3 cas de figure. Le résultat est représenté sur la figure 18.7.

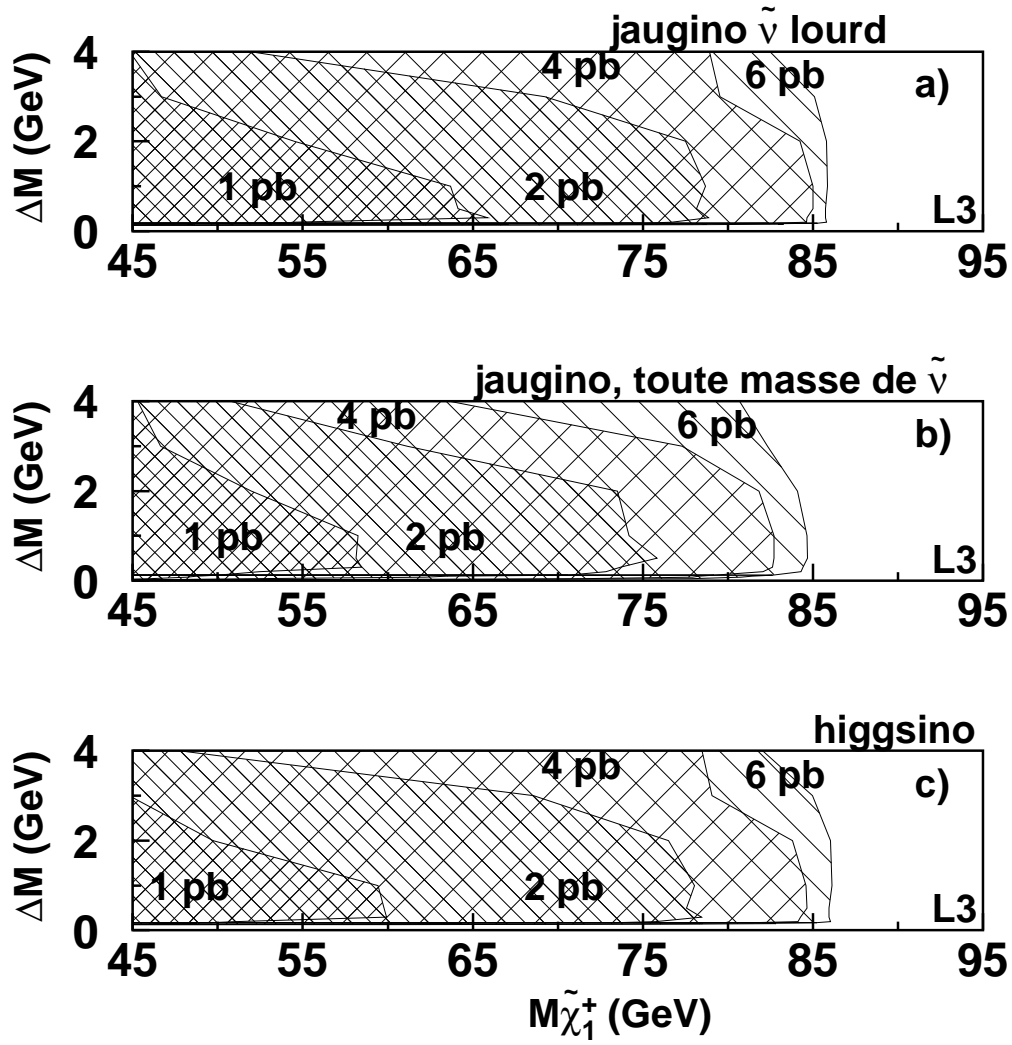


FIG. 18.5 – Limite supérieure à 95% de taux de confiance sur la section efficace à 189 GeV de $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ en fonction de $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ et ΔM calculée à 189 GeV.

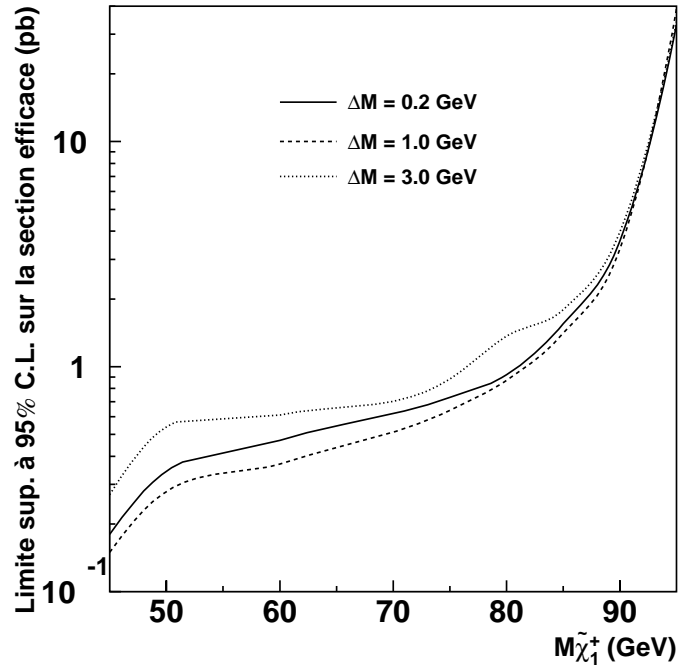


FIG. 18.6 – Limite supérieure à 95% de taux de confiance sur la valeur de la section efficace de $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ à 202 GeV en fonction de $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ pour divers ΔM . Cette limite correspond à un $\tilde{\chi}_1^\pm$ de type jaugino avec $\tilde{\nu}$ lourd.

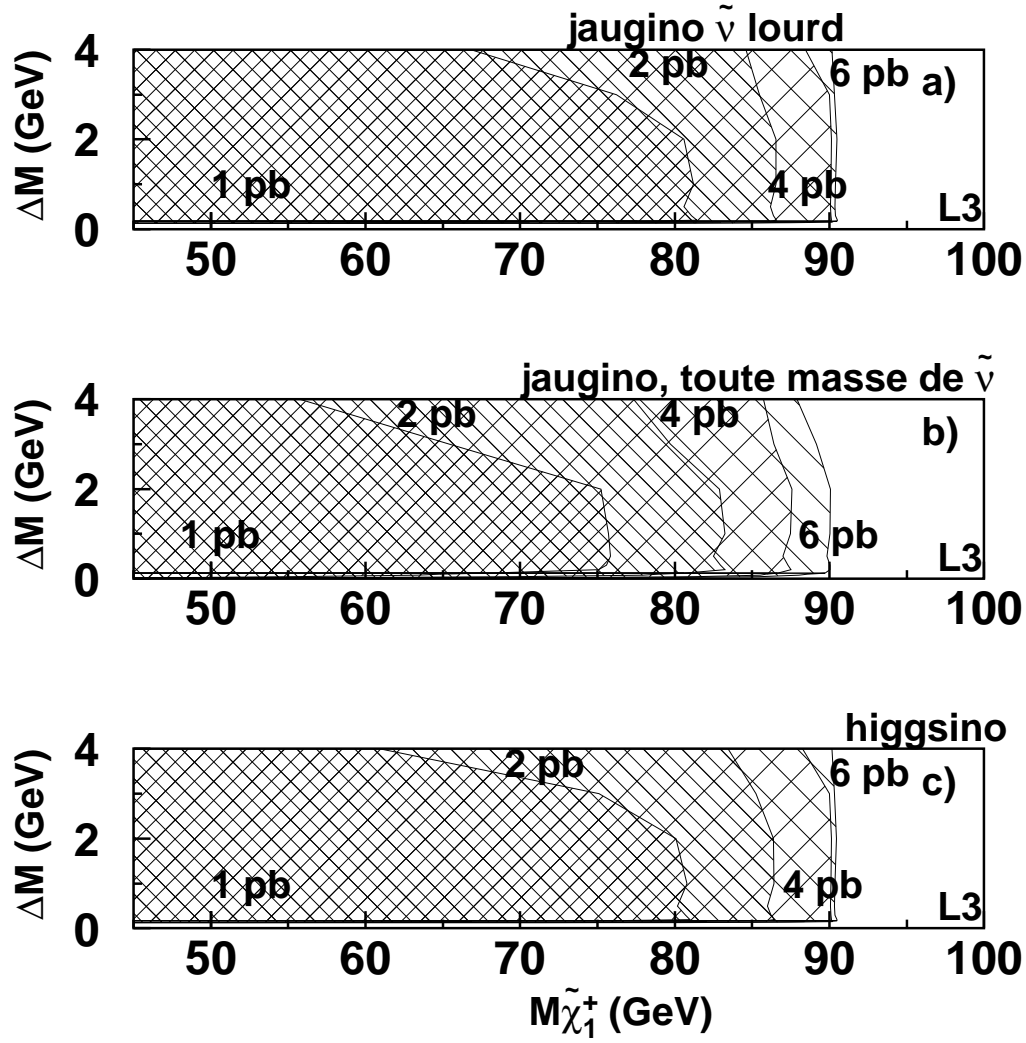


FIG. 18.7 – Limite supérieure à 95% de taux de confiance sur la section efficace à 202 GeV de $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ en fonction de $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ et ΔM calculée en combinant les données récoltées entre 189 GeV et 202 GeV.

Chapitre 19

Interprétation : exclusion en masse

19.1 Principe

19.1.1 Section efficace $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$

La production d'une paire $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ est réalisée selon les diagrammes de la figure 18.1. Si le $\tilde{\nu}$ est lourd, seuls les diagrammes en s contribuent. Comme le jaugino est plus couplé au Z que le higgsino, sa section efficace de production est plus importante. Le diagramme en t d'échange d'un $\tilde{\nu}_e$ virtuel interfère destructivement avec les diagrammes en s . Quand le $\tilde{\nu}_e$ est léger, la contribution de ce diagramme peut devenir importante et les sections efficaces sont alors fortement réduites.

19.1.2 Limite inférieure sur la masse

Une masse de chargino ($M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$) est exclue si il n'existe aucun point de l'espace des paramètres supersymétriques tel que le chargino ait la masse $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ et que la section efficace de $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ soit inférieure à la limite supérieure σ_{lim} sur la section efficace tirée de l'interprétation des résultats expérimentaux.

Pour cela, il est nécessaire de trouver le minimum de la section efficace de $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ en fonction de la masse $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$. Ce minimum a été calculé pour toutes les énergies (Cf annexe pour la méthode). La figure 19.1 représente ce minimum pour $\sqrt{s} = 189$ GeV. Dans cette figure, le terme $\tilde{\nu}$ lourd signifie que la contribution du diagramme en t de la figure 18.1 est négligeable devant les diagrammes en s . $\tilde{\nu}$ léger signifie $M_{\tilde{\nu}} > M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$. Le terme jaugino correspond

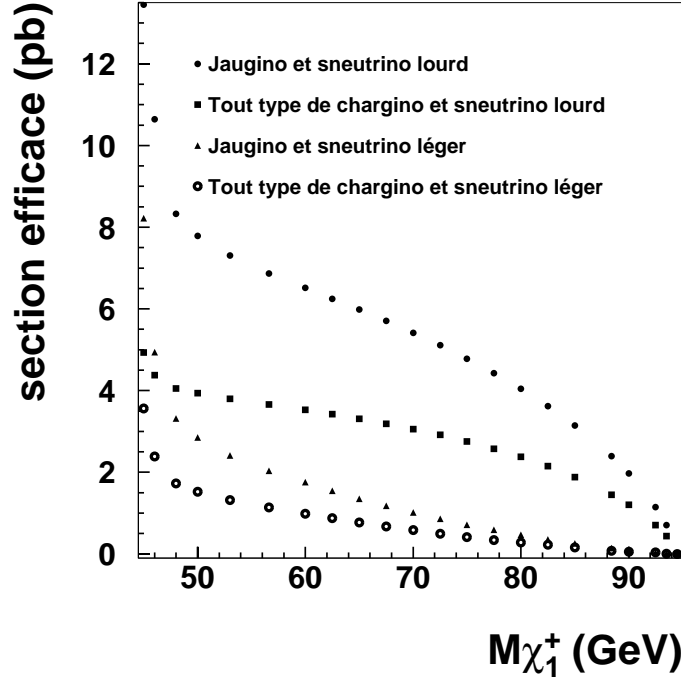


FIG. 19.1 – Minimum de la section efficace de $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ en fonction de $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ calculé à $\sqrt{s} = 189$ GeV.

à $|\mu| > 200$ GeV. Le cas toute nature de $\tilde{\chi}_1^\pm - \tilde{\nu}$ lourd est aussi appelé higgsino car lorsque le $\tilde{\nu}$ est lourd, le minimum de section efficace est obtenu pour un chargino de type higgsino.

Pour un cas de figure et un ΔM , la limite inférieure en masse est la plus petite masse de $\tilde{\chi}_1^\pm$ pour laquelle la courbe de minimum de section efficace (Figure 19.1) et la courbe de limite supérieure sur la section efficace (Figure 18.6) se croisent.

Ces minima de section efficaces entrent aussi dans les termes $\sigma_{B/A}$ utilisés lors de la dérivation de la limite supérieure sur la section efficace combinant les données de chaque énergie (Voir section 18.2).

19.1.3 Inclusion des autres analyses

Les résultats des analyses standard [57] et de particules chargées massives et stables [58] sont utilisés pour exclure des points dans le plan $(M_{\tilde{\chi}_1^\pm}, \Delta M)$.

Pour l'analyse standard, les limites supérieures sur la section efficace $\sigma_{lim}^{standard}$ sont faites par ailleurs. Ces limites sont fonction de $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ et de ΔM .

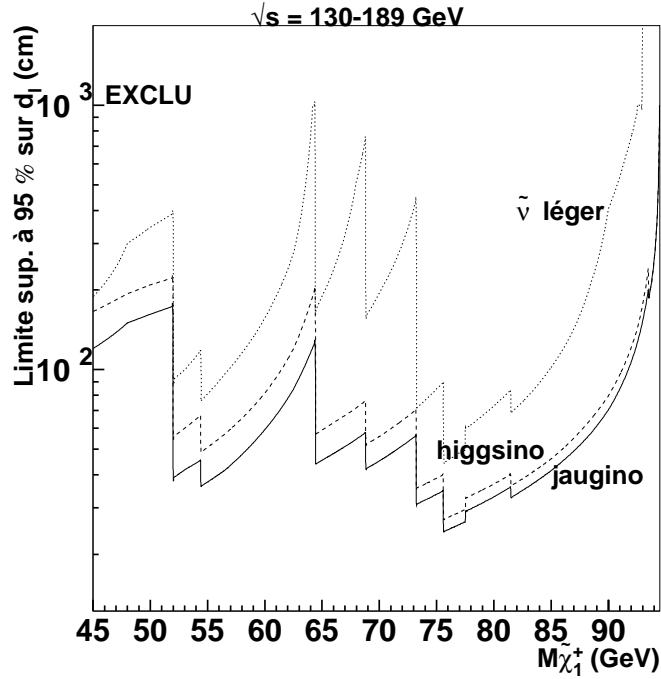


FIG. 19.2 – Limite supérieure à 95% de taux de confiance sur la longueur de désintégration du $\tilde{\chi}_1^\pm$ en fonction de sa masse. Cette limite est fournie pour les 3 cas : jaugino- $\tilde{\nu}$ lourd, jaugino- $\tilde{\nu}$ léger et higgsino et est calculée avec les données recueillies par la recherche de particules stables pour $130 \text{ GeV} \leq \sqrt{s} \leq 189 \text{ GeV}$.

La recherche de leptons stables chargées et massifs est utilisée. Pour une masse de leptons supérieure à $0.4\sqrt{s}$, cette analyse demande 2 traces chargées avec un grand $\frac{dE}{dx}$. Les efficacités sont corrigées par la probabilité que les 2 charginos traversent tous les 2 les 50 cm de la TEC. La combinaison des résultats de cette analyse pour \sqrt{s} allant de 130 GeV à 189 GeV permet de dériver une exclusion dans le plan $(M_{\tilde{\chi}_1^\pm}, d_l)$ pour $M_{\tilde{\chi}_1^\pm} \geq 52 \text{ GeV}$ (figure 19.2). Un seul événement a été sélectionné dans l'échantillon de 189 GeV et aucun dans ceux des énergies inférieures. L'événement sélectionné est compatible avec une masse de $\tilde{\chi}_1^\pm$ comprise entre 77.5 GeV et 81.5 GeV. Sur les courbes de la figure 19.2, cet événement se manifeste par une augmentation de la limite. Les autres discontinuités de ces courbes, situées à $M_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 52, 54.4, 64.4, 68.8, 73.2$ et 75.6 GeV correspondent à l'apparition respective des échantillons de $\sqrt{s} = 130, 136, 161, 172, 183$ et 189 GeV du fait du seuil $M_{\tilde{\chi}_1^\pm} \geq 0.4\sqrt{s}$. Pour

$45 \text{ GeV} \leq M_{\tilde{\chi}_1^\pm} \leq 52 \text{ GeV}$, la recherche de leptons stables à $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$ est utilisée. Celle ci demande la présence de traces dans les chambres à muons. Les efficacités sont corrigées en conséquence.

La connaissance de la dépendance de d_l avec ΔM permet de convertir le domaine d'exclusion dans le plan $(M_{\tilde{\chi}_1^\pm}, d_l)$ en un domaine d'exclusion dans le plan $(M_{\tilde{\chi}_1^\pm}, \Delta M)$.

Le recouvrement entre le domaine exclu par la recherche de leptons stables et celui exclu par la recherche avec un photon ISR est possible car l'analyse ISR est encore efficace pour des longueurs de désintégration de quelques mètres (Figure 17.4a). Pour $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$, la fin de ce recouvrement a lieu pour un $\tilde{\chi}_1^\pm$ d'environ 75 GeV avec une longueur de désintégration d_l d'environ 25 cm . Pour étudier précisément cette zone, on calcule l'efficacité de la sélection ultra faible ΔM^1 de l'analyse avec photon ISR en fonction de $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$, ΔM et d_l . L'évolution avec $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ est fixée par les simulations faites à $\Delta M = 175 \text{ MeV}$. Celle avec ΔM est fixée par la courbe de la figure 17.4b pour une longueur de désintégration de 5 cm . L'évolution avec d_l est fixée par la courbe de la figure 17.4a. Il a été vérifié par des simulations que pour $M_{\tilde{\chi}_1^\pm} \gtrsim 70 \text{ GeV}$ et $10 \text{ cm} \lesssim d_l \lesssim 1 \text{ m}$, l'efficacité de la sélection ultra faible ΔM ainsi trouvée est correcte.

Cette efficacité a été utilisée pour combiner selon la formule (11.2) les analyses stables et ultra faible ΔM dans la zone de recouvrement. Cette efficacité a aussi été utilisée pour estimer l'impact sur le recouvrement si les squarks sont légers (les longueurs de désintégration ne deviennent appréciables que pour $\Delta M \leq m_\pi = 140 \text{ MeV}$) ou si les smuons sont légers (les longueurs de désintégration ne deviennent appréciables que pour $\Delta M \leq m_\mu = 100 \text{ MeV}$).

19.2 Cas $\tilde{\nu}$ lourd

19.2.1 Longueur de désintégration

On se place dans l'hypothèse où tous les sleptons et squarks sont suffisamment lourds pour que leur contribution aux processus puissent être négligée. La figure 19.3 représente la longueur de désintégration en fonction de ΔM pour des $\tilde{\chi}_1^\pm$ de type jaugino et higgsino. Pour $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ et ΔM fixés, la longueur de désintégration dépend des paramètres supersymétrique selon les relations de [55] et de [62]. La largeur de désintégration en $\pi^\pm \tilde{\chi}_1^0$ est plus grande pour $\mu < 0$ que pour $\mu > 0$. Outre une longueur de désintégration plus courte dans le cas $\mu < 0$, cela entraîne un taux de branchement en $\pi^\pm \tilde{\chi}_1^0$ un

1. Pour des longueurs de désintégration de plus d'une dizaine de cm, le "ou" des 3 sélections est presque identique à la sélection ultra faible ΔM .

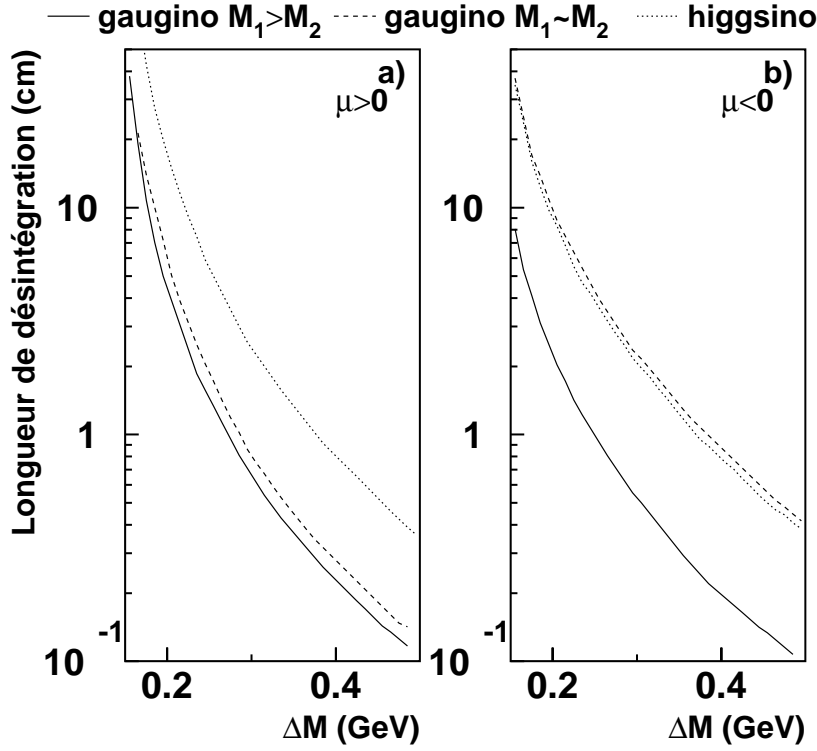


FIG. 19.3 – Longueurs de désintégration du $\tilde{\chi}_1^\pm$ en fonction de ΔM pour a) $\mu > 0$ et b) $\mu < 0$ pour un $\tilde{\chi}_1^\pm$ de type jaugino et $M_1 > M_2$ (trait plein), $M_1 \sim M_2$ (tirets) et pour un $\tilde{\chi}_1^\pm$ de type higgsino (pointillés). Ces longueurs de désintégration sont données pour des sleptons et squarks lourds.

peu plus grand. Pour des $\tilde{\chi}_1^\pm$ de type jaugino, les largeurs de désintégration diminuent quand M_1 se rapproche de M_2 . Cette diminution est la même quelque soit le canal de désintégration.

19.2.2 Exclusion jaugino

La figure 19.4 représente le domaine d'exclusion dans le plan $(M_{\tilde{\chi}_1^\pm}, \Delta M)$ couvert par les analyses standard, particules stables chargées et ISR pour un $\tilde{\chi}_1^\pm$ de type jaugino quand le $\tilde{\nu}$ est lourd en utilisant les données collectées à 189 GeV (haut) et en combinant les données collectées entre 189 GeV et 202 GeV pour la recherche avec ISR (bas).

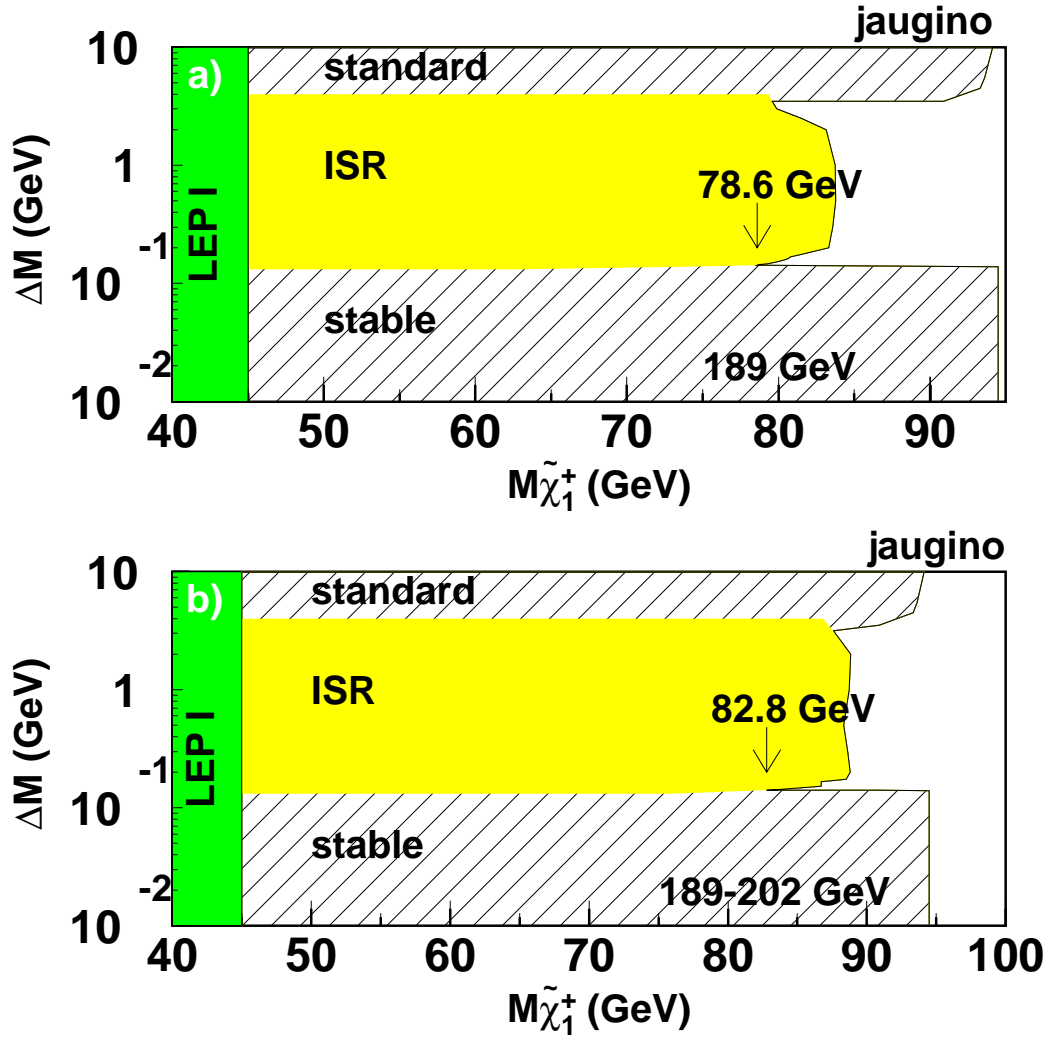


FIG. 19.4 – Domaine du plan $(M_{\tilde{\chi}_1^\pm}, \Delta M)$ exclu par l'analyse avec un photon ISR (domaine grisé). En incluant les analyses standard et de particules stables, le domaine exclu s'étend à la région hachurée. Les analyses stables et ISR ont été combinées pour l'exclusion à 189 GeV (haut). Pour le résultat combiné 189-202 GeV, les contributions des analyses stables et standard sont celles correspondant à 189 GeV et aucune combinaison entre stable et ISR n'a été faite. Ces domaines sont valables pour un $\tilde{\chi}_1^\pm$ de type gaugino avec des squarks et sleptons lourds.

Les sélections standard (pour $\Delta M > 3$ GeV) et ISR (pour $300 \text{ MeV} \lesssim \Delta M < 4$ GeV) fournissent une limite supérieure σ_{lim} en section efficace qui dépend de $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ et ΔM . En la comparant selon la méthode décrite dans 19.1.2, avec le minimum de section efficace pour le cas $\tilde{\chi}_1^\pm$ de type jaugino et $\tilde{\nu}$ lourd (voir figure 19.1), on en déduit les points exclus.

Pour $\Delta M \lesssim 300$ MeV, on peut avoir des $\tilde{\chi}_1^\pm$ parcourant plusieurs cm. La limite σ_{lim} dépend alors aussi de la longueur de désintégration d_l (Voir figure 17.4 et section 19.1.3). Pour une durée de vie fixée, l'efficacité de la recherche de particules stables chargées et massives ne dépend pas de ΔM . En revanche, comme le montre la figure 17.4, l'efficacité de la sélection ISR augmente avec ΔM dans la zone de recouvrement possible.

Le choix conservatif pour la longueur de désintégration est la plus petite longueur possible à ΔM fixée. L'exclusion de la figure 19.4 correspond donc au cas $\mu < 0$ et $M_1 > M_2$. Pour tout autre choix de longueur de désintégration, la jonction entre les 2 analyses se fera à un ΔM plus élevé où l'analyse ISR est plus efficace. La jonction se produira alors pour une masse de $\tilde{\chi}_1^\pm$ plus grande.

Lorsque les squarks et les sleptons ont une masse suffisamment élevée pour pouvoir négliger leur contribution dans la production et la désintégration des $\tilde{\chi}_1^\pm$, une limite de 78.6 GeV sur la masse des $\tilde{\chi}_1^\pm$ est dérivée avec les données collectées à 189 GeV. Cette limite est étendue à 82.8 GeV quand les données collectées en 1999 sont ajoutées.

Lorsque les squarks sont légers, la limite de 78.6 GeV sur la masse des charginos n'est pas modifiée. Tandis que dans le cas d'un smuon léger, cette limite tombe à 77.7 GeV.

19.2.3 Exclusion $\tilde{\chi}_1^\pm$ de toute nature

La même procédure que dans la section 19.2.2 a été appliquée en utilisant le minimum de section efficace correspondant à un $\tilde{\chi}_1^\pm$ de nature quelconque et un $\tilde{\nu}$ lourd. Pour la longueur de désintégration, on a considéré le cas le plus conservatif pour toute nature de $\tilde{\chi}_1^\pm$, c'est à dire le cas $\mu < 0$ et $M_1 > M_2$ du type jaugino. Les domaines d'exclusion obtenu à 189 GeV et pour $189 \text{ GeV} \leq \sqrt{s} \leq 202 \text{ GeV}$ sont représentés sur la figure 19.5.

Dans l'hypothèse de squarks et sleptons lourds, les limites en masse obtenue sont de 69.4 GeV avec les données de 1998 et 79.7 GeV avec les données de 1998 et 1999. Pour $\sqrt{s} = 189$ GeV, la limite ne change pas si les squarks sont légers et elle descend à 69.2 GeV si les smuons sont légers.

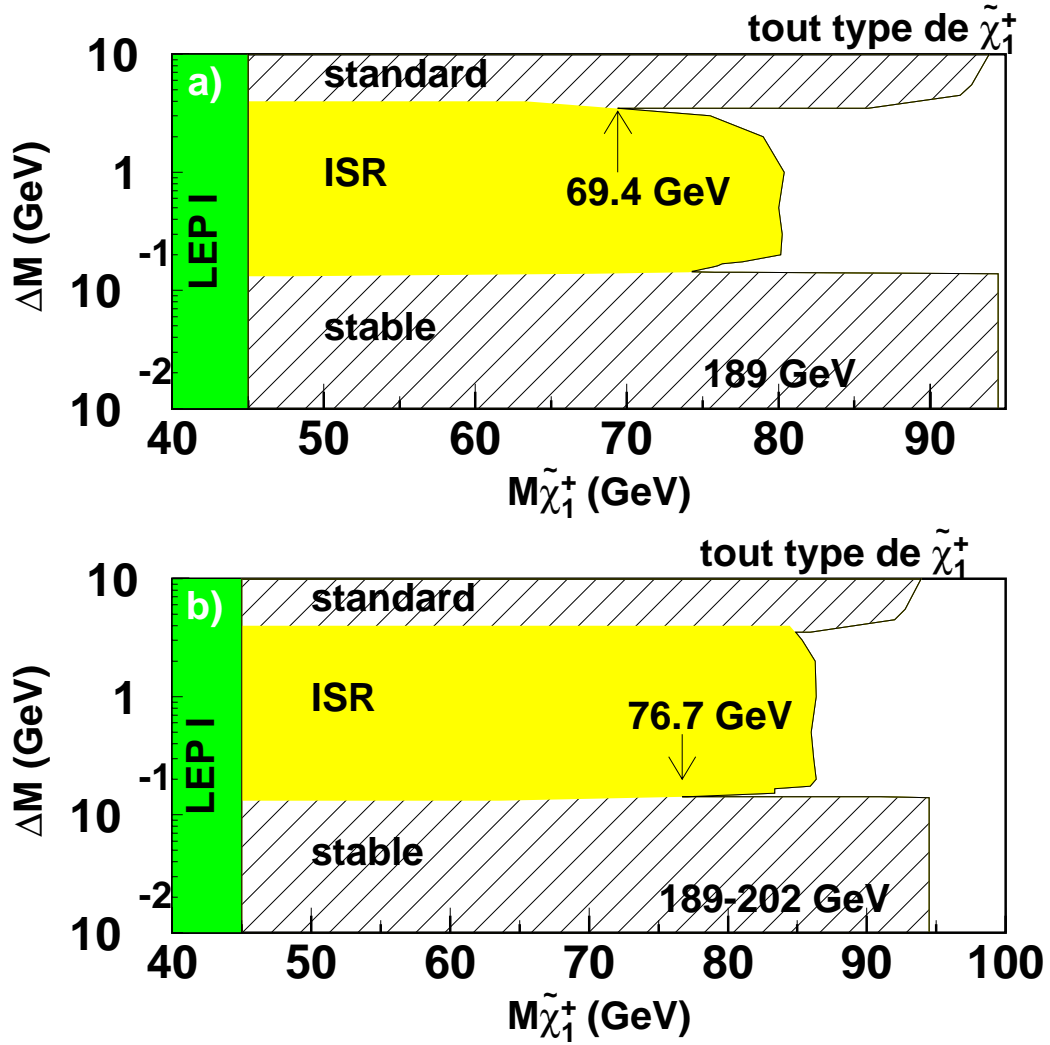


FIG. 19.5 – Domaine du plan $(M_{\tilde{\chi}_1^\pm}, \Delta M)$ exclu par l'analyse avec un photon ISR (domaine grisé). En incluant les analyses standard et de particules stables, le domaine exclu s'étend à la région hachurée. Les analyses stables et ISR ont été combinées pour l'exclusion à 189 GeV (haut). Pour le résultat combiné 189-202 GeV, les contributions des analyses stables et standard sont celles correspondant à 189 GeV et aucune combinaison entre stable et ISR n'a été faite. Ces domaines sont valables pour un $\tilde{\chi}_1^\pm$ de tout type avec des squarks et sleptons lourds.

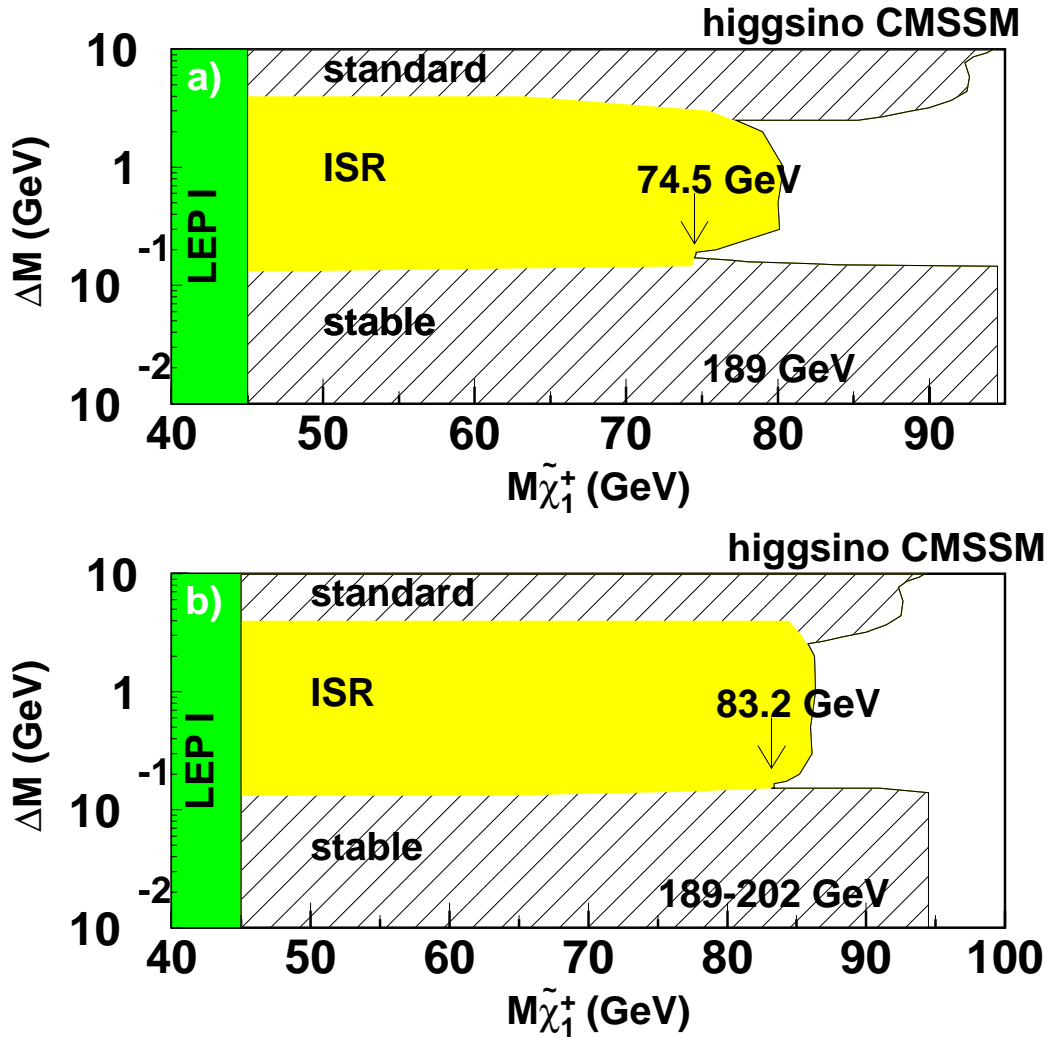


FIG. 19.6 – Domaine du plan $(M_{\tilde{\chi}_1^+}, \Delta M)$ exclu par l'analyse avec un photon ISR (domaine grisé). En incluant les analyses standard et de particules stables, le domaine exclu s'étend à la région hachurée. Les analyses stables et ISR ont été combinées pour l'exclusion à 189 GeV (haut). Pour le résultat combiné 189-202 GeV, les contributions des analyses stables et standard sont celles correspondant à 189 GeV et aucune combinaison entre stable et ISR n'a été faite. Ces domaines sont valables si les sleptons et squarks sont lourds et si la relation 7.19 est vérifiée.

19.2.4 Exclusion CMSSM

La figure 19.6 montre l'exclusion dans le plan $(M_{\tilde{\chi}_1^\pm}, \Delta M)$ pour les scénarios CMSSM. Dans ces scénarios, la relation (7.19) est supposée valable. Le scénario mSUGRA est un exemple de scénario CMSSM. Dans ce scénario, les faibles ΔM ne sont possibles que pour des $\tilde{\chi}_1^\pm$ de type higgsino. Le temps de vol considéré a donc été celui d'un chargino de type higgsino avec $\mu < 0$ (Figure 19.3). La section efficace minimale considérée est celle de $\tilde{\chi}_1^\pm$ tout type et $\tilde{\nu}$ lourd (figure 19.1).

Les résultats de la recherche standard ont été combinés avec les recherches de $\tilde{\chi}_2^0$ pour obtenir les limites supérieures sur la section efficace du processus $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$. Une limite inférieure sur $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ est de 83.2 GeV dans ce cas là.

Une étude utilisant en plus les résultats de la recherche de sleptons à 189 GeV [66] avait abouti à la conclusion que pour $M_2 < 2$ TeV, on avait une limite $M_{\tilde{\chi}_1^\pm} > 67.7$ GeV indépendamment des paramètres supersymétriques. La présente limite à 83.2 GeV permet d'enlever la condition $M_2 < 2$ TeV à la limite $M_{\tilde{\chi}_1^\pm} > 67.7$ GeV, la rendant ainsi absolue dans le cadre du scénario mSUGRA.

Dans le cas higgsino, pour de très faibles ΔM , le $\tilde{\chi}_2^0$ se désintègre principalement en particules neutres [61]. L'absence de traces TEC dues aux produits de désintégration nécessite de développer une analyse spécifique dans ce cas là. Pour la recherche ISR, il n'y a donc pas d'utilisation des $\tilde{\chi}_2^0$ pour dériver les limites.

19.2.5 Systématiques

Les effets systématiques qui peuvent influencer sur les résultats concernent le faible nombre d'événements simulés (1000 par paire $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}, \Delta M$), les différences entre simulation et réalité, les erreurs sur l'estimation du fond attendu et les méthodes d'interpolation entre les points simulés.

Ces effets influent sur les limites à travers les modifications qu'ils entraînent sur les valeurs d'efficacité et de fond attendu. L'estimation juste de ces effets nécessite un soin particulier. L'étude détaillée de ces effets n'a pas été faite, étant jugée trop coûteuse par rapport aux bénéfices qu'elle rapportait². Néanmoins, la stabilité des domaines exclus à 189 GeV vis à vis d'une

2. Rappelons que le résultat essentiel est la non-découverte des charginos. Pendant une phase d'augmentation de l'énergie des collisions et d'accumulation de la luminosité, l'essentiel des efforts doit être consacré à la découverte. De plus, les exclusions étant à 95% de taux de confiance, il y a déjà une tolérance d'une chance sur 20 que le signal cherché existe à la limite des domaines exclus.

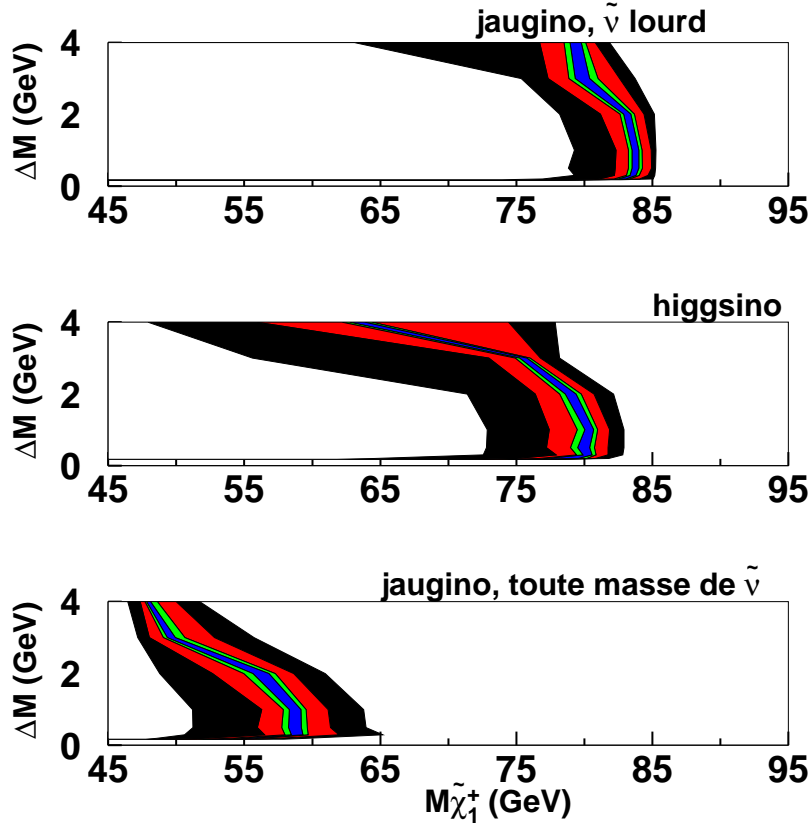


FIG. 19.7 – Évolution des domaines d'exclusion avec des variations d'efficacité de $\pm 5\%$ (bandes minces), $\pm 10\%$, $\pm 25\%$ et $\pm 50\%$ (bandes larges noires).

variation du fond attendu et de l'efficacité a été regardée.

L'absence des processus de physique à 2-photons dans l'estimation du fond entraîne un biais tendant à diminuer les limites en masse. A 189 GeV, il n'a été détecté un nombre important d'événements que pour la sélection faible ΔM . Il est donc attendu que cet effet soit plus important pour $\Delta M \gtrsim 3$ GeV. C'est ce qu'on constate en redérivant les limites avec la supposition que le nombre d'événements de fond est égal au nombre d'événements observés. Dans ce cas là, pour $\Delta M = 4$ GeV, la limite sur la masse des $\tilde{\chi}_1^\pm$ peut s'accroître de 4 GeV au maximum. A titre de comparaison, si on met à 0 le fond attendu, la limite en masse diminue de moins de 500 MeV.

Pour les variations de l'efficacité, les domaines d'exclusion restent stables pour des variations allant jusqu'à 10%. La figure 19.7 montre l'évolution des

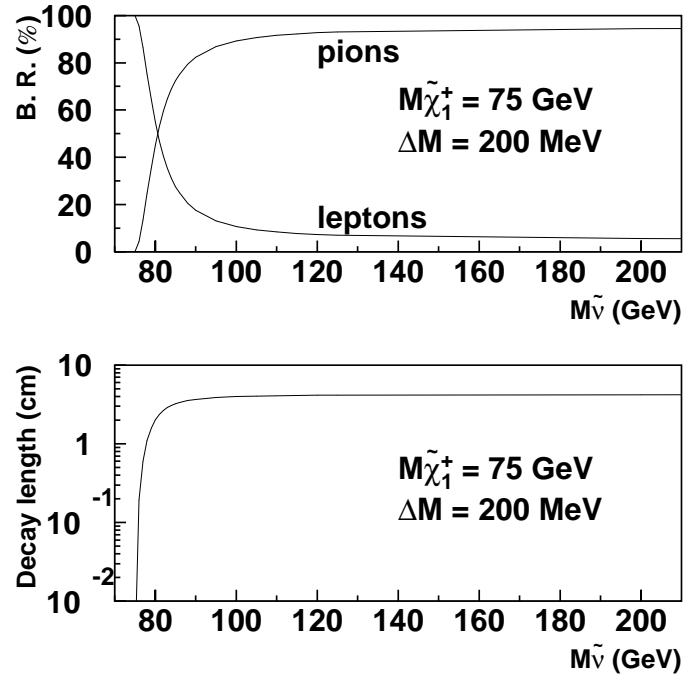


FIG. 19.8 – Évolution des taux de branchement et de la longueur de désintégration d'un jaugino de 75 GeV et pour $\Delta M = 200$ MeV.

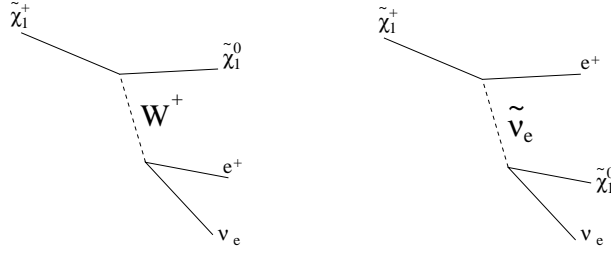
domaines d'exclusion pour une variation d'efficacité allant de $\pm 5\%$ à $\pm 50\%$. La largeur de la bande correspondant à une variation de $\pm 10\%$ de l'efficacité correspond à une variation de la limite en masse de ± 2 GeV. Une telle variation d'efficacité contient les effets dus aux fluctuations statistiques des simulations du signal. Les résultats apparaissent donc stables.

19.3 Cas $\tilde{\nu}$ quelconque

19.3.1 Temps de vol et taux de branchement

Désintégration à 3 corps

La figure 19.8 montre l'évolution des taux de branchement et de longueurs de désintégration d'un $\tilde{\chi}_1^\pm$ de type jaugino en fonction de la masse du $\tilde{\nu}$. Dans ces courbes, on a toujours $M_{\tilde{\nu}} > M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$. On constate que lorsque la masse du $\tilde{\nu}$ se rapproche de celle du $\tilde{\chi}_1^\pm$, les temps de vol chutent de plusieurs ordres de grandeur et dans le même temps, la désintégration du $\tilde{\chi}_1^\pm$ passe de presque

FIG. 19.9 – Diagrammes contribuant à la désintégration $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow e^\pm \nu \tilde{\chi}_1^0$.

purement hadronique à purement leptonique.

Ceci est dû à un échange résonnant de $\tilde{\nu}$ lors de la désintégration. Un tel échange résonnant n'est pas possible avec un W. En effet, considérons les 2 modes de désintégration du $\tilde{\chi}_1^\pm$ représentée par les diagrammes de la figure 19.9. Dans le cas d'un échange de W, l'énergie qui peut être fournie au W est de l'ordre de ΔM . Comme ΔM est très petit, le W est toujours très virtuel. Dans le cas d'un échange de $\tilde{\nu}_e$, le $\tilde{\chi}_1^\pm$ et le $\tilde{\chi}_1^0$ n'interviennent pas au même vertex. L'énergie qui peut être fournie au $\tilde{\nu}_e$ n'est pas limitée à ΔM , mais est plutôt $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$. Un échange résonnant peut avoir lieu quand $M_{\tilde{\nu}} \sim M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$.

Le même phénomène se produit pour l'échange de tout autre slepton ou de squark. Pour ces derniers néanmoins, c'est la désintégration hadronique du $\tilde{\chi}_1^\pm$ qui est augmentée.

Désintégration à 2 corps

Si le $\tilde{\nu}_e$ est plus léger que le $\tilde{\chi}_1^\pm$, ce dernier va principalement se désintégrer en $\tilde{\nu}_e e^\pm$. Le $\tilde{\nu}_e$ se désintègre ensuite en $\nu_e \tilde{\chi}_1^0$ et est donc invisible.

La largeur de désintégration $\Gamma(\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{l} l')$ d'un $\tilde{\chi}_1^\pm$ de type jaugino en slepton \tilde{l} et lepton l' peut s'écrire [62] :

$$\Gamma(\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{l} l') = \frac{g^2}{32\pi m_\chi^3} \sqrt{A} \sqrt{A + 4m_\chi^2 m_{l'}^2}$$

avec

$$A = 4m_\chi(m_\chi - dm)(dm^2 - m_{l'}^2) + (dm^2 - m_{l'}^2)^2$$

où m_χ et $m_{l'}$ désignent la masse du $\tilde{\chi}_1^\pm$ et celle du lepton l' , dm désigne la différence de masse entre le $\tilde{\chi}_1^\pm$ et le \tilde{l} et g désigne le couplage électrofaible.

Si dm et $m_{l'}$ sont négligeables devant m_χ , alors :

$$\Gamma(\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{l} l') \approx \frac{g^2}{8\pi m_\chi} dm \sqrt{dm^2 - m_{l'}^2}$$

En prenant, $dm \sim 10^{-4}\text{GeV}$, $m_{l'} \sim 10^{-4}\text{GeV}$, $dm - m_{l'} \sim 10^{-4}\text{GeV}$ et $m_\chi \sim 10\text{GeV}$, on obtient $\Gamma(\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{l}l') \sim 10^{-11}\text{GeV}$ soit une longueur désintégration de l'ordre de $10\mu\text{m}$.

Le $\tilde{\chi}_1^\pm$ ne peut donc avoir des longueurs de désintégration importantes que pour $M_{\tilde{\chi}_1^\pm} - M_{\tilde{\nu}_e} \lesssim m_e$.

19.3.2 Exclusion en masse

La contribution de la recherche de particules stables pour l'exclusion en masse dans le cas où le $\tilde{\nu}$ peut être léger se limite à $\Delta M \leq m_{e^\pm}$. La figure 19.10 montre la contribution fournie par les recherches standard et ISR. Dans les 2 cas, le minimum de section efficace considéré est celui donné par la courbe tout type de $\tilde{\chi}_1^\pm$ et $M_{\tilde{\nu}} > M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ de la figure 19.1. L'efficacité de la sélection a été calculée comme mentionné dans la section 18.1.3.

Le minimum de la section efficace est obtenu pour une masse de $\tilde{\nu}$ supérieure à la masse du $\tilde{\chi}_1^\pm$ pour des masses de $\tilde{\chi}_1^\pm$ allant de 48 GeV à 80 GeV. Pour $45\text{ GeV} < M_{\tilde{\chi}_1^\pm} < 48\text{ GeV}$, en autorisant la masse du $\tilde{\nu}$ à descendre jusqu'à $M_{\tilde{\chi}_1^\pm} - 5\text{ GeV}$, le minimum de section efficace baisse de moins de 2%. De plus, dans cette zone, le $\tilde{\nu}$ ne peut pas avoir une masse trop inférieure à celle du $\tilde{\chi}_1^\pm$ car les données de LEP1 imposent $M_{\tilde{\nu}} \gtrsim \frac{M_Z}{2}$. En conséquence, la figure 19.10 est aussi valable si le $\tilde{\nu}$ est plus léger que le $\tilde{\chi}_1^\pm$. Mais, à ce moment là, la différence de masse pertinente est $M_{\tilde{\chi}_1^\pm} - M_{\tilde{\nu}}$.

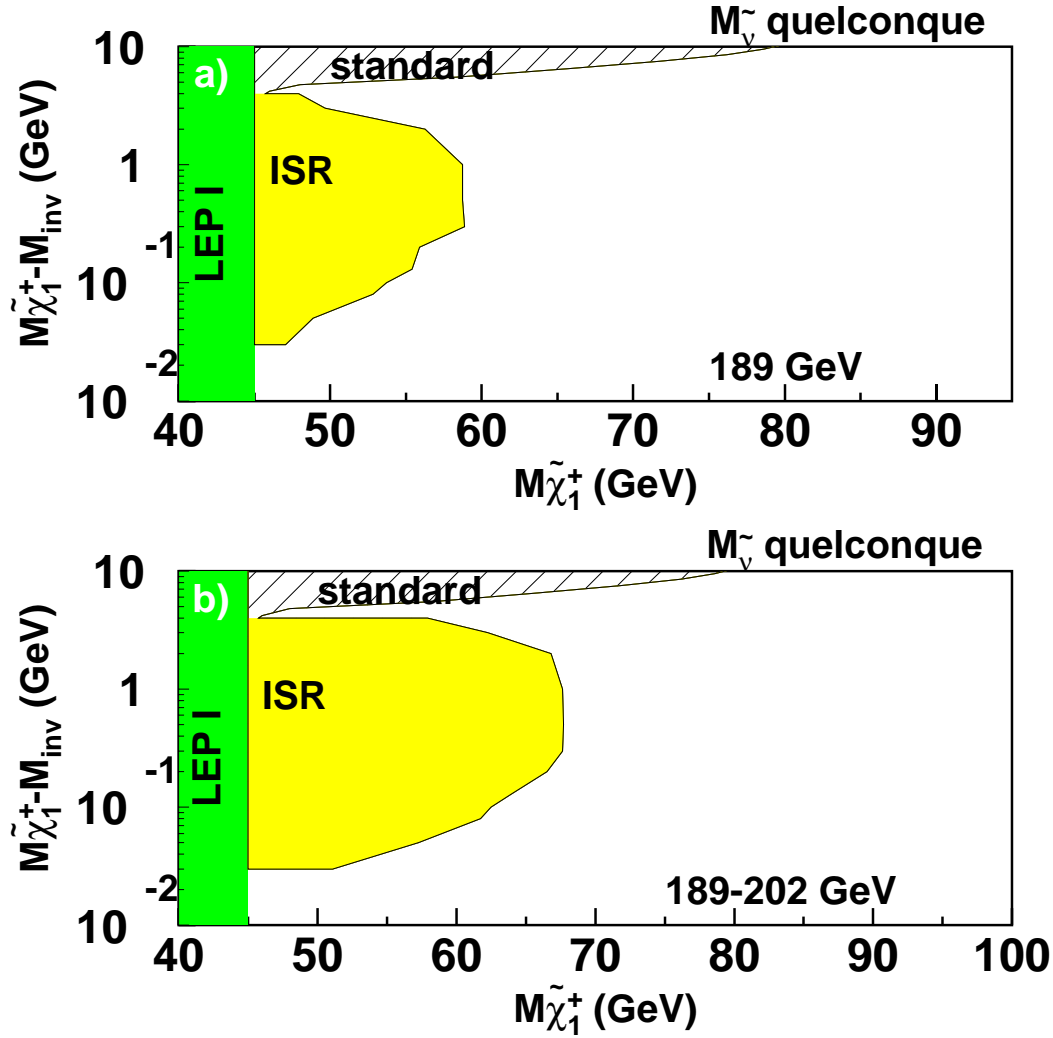


FIG. 19.10 – Domaine du plan $(M_{\tilde{\chi}_1^\pm}, \Delta M)$ exclu par l'analyse avec un photon ISR (domaine hachuré). En incluant les analyses standard et de particules stables, le domaine exclu s'étend à la région hachurée. Pour le résultat combiné 189-202 GeV, la contribution de l'analyse standard est celle correspondant à 189 GeV. Ces domaines sont valables pour toute masse de $\tilde{\nu}$. M_{inv} désigne la masse du $\tilde{\nu}$ si celui-ci est plus léger que le $\tilde{\chi}_1^\pm$, la masse du $\tilde{\chi}_1^0$ sinon.

Conclusion

Photon unique

Une étude des événements photon unique issus du processus $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma(\gamma)$ a été faite pour $189 \text{ GeV} \leq \sqrt{s} \leq 202 \text{ GeV}$. Pour la période 1998 ($\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$), le spectre en énergie montre un déficit de données dans le pic du retour radiatif au Z et un accord données- prédiction partout ailleurs. Pour la période 1999, au contraire, ce déficit n'apparaît pas. Par contre, les spectres en énergie y montrent un excès d'événements pour des énergies de photons inférieures à celle du pic.

Les résultats ont été interprétés dans le cadre des signaux supersymétriques suivants :

$$\begin{aligned} e^+e^- &\rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{G} \rightarrow \tilde{G} \tilde{G} \gamma & \text{GMSB} \\ e^+e^- &\rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 \gamma & \text{MSSM} \end{aligned}$$

L'absence d'excès à $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$ et la localisation de ces excès à $192 \text{ GeV} \leq \sqrt{s} \leq 202 \text{ GeV}$ font que les excès observés ne sont pas compatibles avec le signal GMSB. Pour les mêmes raisons, ils ne sont en général pas compatibles avec le signal MSSM sauf dans la région $M_{\tilde{\chi}_2^0} \sim 135 \text{ GeV}$, $M_{\tilde{\chi}_1^0} \sim 60 \text{ GeV}$. Néanmoins, ces excès ne sont pas suffisamment importants pour exclure une fluctuation statistique et les résultats de l'année en cours sont attendus avec le plus grand intérêt.

Photon+X

Dans les scénarios avec R-parité conservée, une recherche de $\tilde{\chi}_1^\pm$ avec une différence de masse ΔM avec le neutralino $\tilde{\chi}_1^0$, LSP, a été menée avec les données de L3 récoltées pour $189 \text{ GeV} \leq \sqrt{s} \leq 202 \text{ GeV}$. Cette recherche demande la présence d'un photon radiatif dans l'état initial pour à la fois augmenter l'efficacité du déclenchement sur le signal et rejeter le fond standard de physique à 2-photons intermédiaires.

Aucun signe de production de $\tilde{\chi}_1^\pm$ n'a été observé. Des limites sur la section efficace $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_1^\pm$ ont été déduites et traduites en un domaine d'exclusion dans le plan $(M_{\tilde{\chi}_1^\pm}, \Delta M)$. En complétant les analyses "recherche

de charginos à grand ΔM ” et “recherche de particules stables, massives et chargées”, cette recherche a permis de dériver des limites inférieures à 95% de taux de confiance sur la masse du $\tilde{\chi}_1^\pm$ indépendantes de ΔM . Ces limites sont valables si les sleptons et les squarks sont suffisamment lourds pour pouvoir négliger leur contribution dans la production et la désintégration des $\tilde{\chi}_1^\pm$. Ces limites sont :

- $M_{\tilde{\chi}_1^\pm} > 82.8$ GeV pour un $\tilde{\chi}_1^\pm$ de type jaugino.
- $M_{\tilde{\chi}_1^\pm} > 76.7$ GeV pour tout type de $\tilde{\chi}_1^\pm$.
- $M_{\tilde{\chi}_1^\pm} > 83.2$ GeV en supposant l’unification des masses de jauginos à l’échelle de Grande Unification.

Cette recherche faite pour des charginos peut s’appliquer à la recherche de toute particule supersymétrique voisine en masse avec le neutralino $\tilde{\chi}_1^0$. Appliquée au sélectron, elle aiderait à mettre une limite sur la masse du $\tilde{\chi}_1^\pm$ quand le sélectron est léger. Pour le cas où le sneutrino est léger, l’analyse photon unique, de par le processus $e^+e^- \rightarrow \tilde{\nu}\tilde{\nu}\gamma$ suivi de $\tilde{\nu} \rightarrow \nu\tilde{\chi}_1^0$, combinée avec l’analyse photon+X peut aider à mettre une limite sur la masse du $\tilde{\chi}_1^\pm$. La combinaison de toutes ces analyses pourrait fournir une limite absolue sur la masse des charginos. L’actuelle limite est de 45 GeV et résulte des mesures de précision effectuées à LEP1.

Enfin, cette recherche de particules supersymétriques chargées à faible ΔM sera encore plus difficile dans les collisionneurs hadroniques [67] (Tevatron et LHC) : les résultats de LEP pourraient rester d’actualité plusieurs années.

Annexe A

Minimum de la section efficace de $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_1^\pm$

L'interprétation statistique des résultats de la recherche de $\tilde{\chi}_1^\pm$ voisin en masse du $\tilde{\chi}_1^0$ donne en premier lieu une limite supérieure σ_{lim} sur la section efficace du processus $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_1^\pm$. Une masse $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ de $\tilde{\chi}_1^\pm$ sera exclue si pour toute combinaison des paramètres du MSSM compatible avec une masse de chargino $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$, la section efficace σ^{th} prédite par le MSSM est supérieure à σ_{lim} . L'intérêt de connaître la plus petite valeur de σ^{th} apparaît clairement.

La section efficace du processus $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_1^\pm$ dépend de la masse $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ du chargino, de sa composition et de la masse $M_{\tilde{\nu}}$ du sneutrino. La masse et la composition du chargino dépendent de μ , $\tan \beta$, et M_2 (Cf section 7.6). La section efficace théorique est ainsi fonction de μ , $\tan \beta$, M_2 et $M_{\tilde{\nu}}$.

Pour déterminer la plus petite valeur de σ^{th} en fonction de la masse $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$, il est intéressant d'exprimer σ^{th} en fonction de $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ et d'autres paramètres. Pour cela, on peut utiliser la dépendance de $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ avec M_2 , μ et $\tan \beta$ pour par exemple exprimer M_2 en fonction de $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$, μ et $\tan \beta$.

A.1 Expression de M_2 en fonction de $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$, μ et $\tan \beta$

La formule (7.20) permet d'écrire une équation du second degré pour M_2 . Sa résolution donne :

$$M_2 = \frac{A \pm \sqrt{B}}{C} \quad (\text{A.1})$$

où

$$A = \mu \sin(2\beta) M_W^2 \quad (\text{A.2})$$

$$B = M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2 \left(\sin^2(2\beta) M_W^4 + 2M_W^2 (\mu^2 - M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2) + (\mu^2 - M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2)^2 \right) \quad (\text{A.3})$$

$$C = \mu^2 - M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2 \quad (\text{A.4})$$

Le paramètre M_2 cherché est un nombre réel positif :

Si $\mu = M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$, $C = 0$ et M_2 n'est pas défini.

Si $B < 0$, M_2 est complexe. En posant $X = \mu^2 - M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2$, il est facile de constater que $B < 0$ si

$$-M_W^2 (1 + |\cos(2\beta)|) < X < -M_W^2 (1 - |\cos(2\beta)|) \quad (\text{A.5})$$

soit,

$$M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2 - M_W^2 (1 + |\cos(2\beta)|) < \mu^2 < M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2 - M_W^2 (1 - |\cos(2\beta)|) \quad (\text{A.6})$$

Pour étudier le signe de M_2 , il est nécessaire de comparer A et \sqrt{B} . L'équation $A^2 > B$ donne en posant $X = \mu^2 - M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2$:

$$M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2 X^2 + \left(2M_W^2 M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2 - M_W^4 \sin^2(2\beta) \right) X < 0 \quad (\text{A.7})$$

L'expression de gauche de (A.7) s'annule pour

$$X = 0 \quad (\text{A.8})$$

et

$$X = \frac{M_W^2}{M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2} \left(M_W^2 \sin^2(2\beta) - 2M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2 \right) \quad (\text{A.9})$$

Si $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2 > \frac{1}{2} M_W^2 \sin^2(2\beta)$, $A^2 > B$ si

$$\frac{M_W^2}{M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2} \left(M_W^2 \sin^2(2\beta) - 2M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2 \right) < X < 0 \quad (\text{A.10})$$

soit

$$\frac{\left(M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2 - M_W^2 \right)^2 - M_W^4 \cos^2(2\beta)}{M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2} < \mu^2 < M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2 \quad (\text{A.11})$$

Si $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2 < \frac{1}{2} M_W^2 \sin^2(2\beta)$, $A^2 > B$ si

$$M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2 < \mu^2 < \frac{\left(M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2 - M_W^2 \right)^2 - M_W^4 \cos^2(2\beta)}{M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2} \quad (\text{A.12})$$

De plus, A est du signe de μ .

- Si $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2 > \frac{1}{2}M_W^2 \sin^2(2\beta)$,
 - pour $\mu^2 > M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2$, $A^2 < B$, $C > 0$:
 - si $\mu > 0$, il y a une solution pour M_2
 - si $\mu < 0$, il y a une solution pour M_2
 - pour $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2 > \mu^2 > \left(\left(M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2 - M_W^2 \right)^2 - M_W^4 \cos^2(2\beta) \right) / M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2$,
 $A^2 > B$, $C < 0$:
 - si $\mu > 0$, il n'y a pas de solution
 - si $\mu < 0$, il y a 2 solutions pour M_2
 - pour $\left(\left(M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2 - M_W^2 \right)^2 - M_W^4 \cos^2(2\beta) \right) / M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2 > \mu^2$,
 $A^2 < B$, $C < 0$:
 - si $\mu > 0$, il y a une solution pour M_2
 - si $\mu < 0$, il y a une solution pour M_2
- Si $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2 < \frac{1}{2}M_W^2 \sin^2(2\beta)$,
 - pour $\mu^2 > \left(\left(M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2 - M_W^2 \right)^2 - M_W^4 \cos^2(2\beta) \right) / M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2$,
 $A^2 < B$, $C > 0$:
 - si $\mu > 0$, il y a une solution pour M_2
 - si $\mu < 0$, il y a une solution pour M_2
 - pour $\left(\left(M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2 - M_W^2 \right)^2 - M_W^4 \cos^2(2\beta) \right) / M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2 > \mu^2 > M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2$,
 $A^2 > B$, $C > 0$:
 - si $\mu > 0$, il y a 2 solutions pour M_2
 - si $\mu < 0$, il n'y a pas de solution
 - pour $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2 > \mu^2$, $A^2 < B$, $C < 0$:
 - si $\mu > 0$, il y a une solution pour M_2
 - si $\mu < 0$, il y a une solution pour M_2
- Si $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2 = \frac{1}{2}M_W^2 \sin^2(2\beta)$, $A^2 \leq B$ pour tout μ et M_2 a toujours au moins une solution.

En résumé :

$M_2 \left(M_{\tilde{\chi}_1^\pm}, \mu, \tan \beta \right)$ n'existe pas si :

$$- \mu^2 = M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2$$

$$- M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2 - M_W^2 (1 + |\cos(2\beta)|) < \mu^2 < M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2 - M_W^2 (1 - |\cos(2\beta)|)$$

$$- \mu^2 \text{ est compris entre } M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2 \text{ et } \left(\left(M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2 - M_W^2 \right)^2 - M_W^4 \cos^2(2\beta) \right) / M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2 \text{ et } \mu \text{ est du même signe que } 2M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2 - M_W^2 \sin^2(2\beta).$$

$$\text{Si } \mu^2 \text{ est compris entre } M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2 \text{ et } \left(\left(M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2 - M_W^2 \right)^2 - M_W^4 \cos^2(2\beta) \right) / M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2$$

et μ est de signe opposé à $2M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2 - M_W^2 \sin^2(2\beta)$, $M_2 \left(M_{\tilde{\chi}_1^\pm}, \mu, \tan \beta \right)$ a 2 solutions.

Dans tous les autres cas, $M_2 \left(M_{\tilde{\chi}_1^\pm}, \mu, \tan \beta \right)$ a une unique solution.

A.2 Minimisation de la section efficace

La dépendance de la section efficace $\sigma_{\chi\chi}$ de production d'une paire de charginos avec la masse $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ des charginos est ainsi connue :

$$\sigma_{\chi\chi} = \sigma_{\chi\chi} \left(M_2 \left(M_{\tilde{\chi}_1^\pm}, \mu, \tan \beta \right), \mu, \tan \beta, M_{\tilde{\nu}} \right) \quad (\text{A.13})$$

Pour une masse de chargino fixée, une minimisation peut être effectuée. Le problème est la présence de régions du plan $(\mu, \tan \beta)$ où $\sigma_{\chi\chi}$ n'est pas défini. La minimisation ne pouvant se faire que dans des zones où $\sigma_{\chi\chi}$ existe, cela oblige à découper le plan $(\mu, \tan \beta)$ en plusieurs secteurs et minimiser $\sigma_{\chi\chi}$ dans chaque secteur. Le plus petit minimum est le minimum cherché.

Il est à noter que si 2 valeurs de M_2 sont possibles, on considère celle qui donne $\sigma_{\chi\chi}$ le plus faible.

Dans un premier temps, considérons le domaine $\mu^2 > M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2$:

- Si $\mu > M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$, $\sigma_{\chi\chi}$ est définie partout. La minimisation est effectuée dans le domaine :

$$\begin{aligned} M_{\tilde{\chi}_1^\pm} &< \mu < 2 \text{ TeV} \\ 1 &< \tan \beta < 40 \\ M_{\tilde{\nu}min} &< M_{\tilde{\nu}} < 500 \text{ GeV} \end{aligned} \quad (\text{A.14})$$

où $M_{\tilde{\nu}min} = 500 \text{ GeV}$ dans le cas $\tilde{\nu}$ lourd et $M_{\tilde{\nu}min} = M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ dans le cas $\tilde{\nu}$ léger.

- Si $\mu < -M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$, il peut y avoir des domaines où $\sigma_{\chi\chi}$ n'est pas définie.
- Si $M_{\tilde{\chi}_1^\pm} \leq \frac{1}{\sqrt{2}}M_W$, alors on a, pour tout $\tan \beta$, $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2 \leq \frac{1}{2}M_W^2 \sin^2(2\beta)$ et $\sigma_{\chi\chi}$ est définie partout. La minimisation est effectuée dans le domaine :

$$\begin{aligned} -2 \text{ TeV} &< \mu < -M_{\tilde{\chi}_1^\pm} \\ 1 &< \tan \beta < 40 \\ M_{\tilde{\nu}min} &< M_{\tilde{\nu}} < 500 \text{ GeV} \end{aligned} \quad (A.15)$$

- Si $M_{\tilde{\chi}_1^\pm} < \frac{1}{\sqrt{2}}M_W$, $\sigma_{\chi\chi}$ est définie pour $\mu < -M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ pour des $\tan \beta$ tels que $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2 > \frac{1}{2}M_W^2 \sin^2(2\beta)$ soit,

$$\tan \beta > \frac{M_W + \sqrt{M_W^2 - 2M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2}}{\sqrt{2}M_{\tilde{\chi}_1^\pm}}$$

$\sigma_{\chi\chi}$ est définie pour $\tan \beta$ si

$$\mu < -\sqrt{\frac{(M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2 - M_W^2)^2 - \cos^2(2\beta)M_W^4}{M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2}} \quad (A.16)$$

Le minimum de l'expression de droite de (A.16) est obtenu pour $\cos(2\beta) = 0$ et donne :

$$\mu < -\frac{M_W^2 - M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2}{M_{\tilde{\chi}_1^\pm}}$$

Pour ce domaine la minimisation est effectuée en 3 étapes :

- a) Minimisation dans le domaine :

$$\begin{aligned} -2 \text{ TeV} &< \mu < -M_{\tilde{\chi}_1^\pm} \\ \frac{M_W + \sqrt{M_W^2 - 2M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2}}{\sqrt{2}M_{\tilde{\chi}_1^\pm}} &< \tan \beta < 40 \\ M_{\tilde{\nu}min} &< M_{\tilde{\nu}} < 500 \text{ GeV} \end{aligned} \quad (A.17)$$

- b) Minimisation dans le domaine :

$$\begin{aligned} -2 \text{ TeV} &< \mu < -\frac{M_W^2 - M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2}{M_{\tilde{\chi}_1^\pm}} \\ 1 &< \tan \beta < 40 \\ M_{\tilde{\nu}min} &< M_{\tilde{\nu}} < 500 \text{ GeV} \end{aligned} \quad (A.18)$$

– c) Si

$$\frac{M_W + \sqrt{M_W^2 - 2M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2}}{\sqrt{2}M_{\tilde{\chi}_1^\pm}} > 1$$

on prend 20 valeurs équidistantes de $\tan \beta$ dans l'intervalle

$$\left[1, \frac{M_W + \sqrt{M_W^2 - 2M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2}}{\sqrt{2}M_{\tilde{\chi}_1^\pm}} \right]$$

On minimise alors pour chacune de ces valeurs dans le domaine :

$$\begin{aligned} -\frac{M_W^2 - M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2}{M_{\tilde{\chi}_1^\pm}} &< \mu < -\sqrt{\frac{\left(M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2 - M_W^2\right)^2 - \cos^2(2\beta)M_W^4}{M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2}} \\ M_{\tilde{\nu}min} &< M_{\tilde{\nu}} < 500 \text{ GeV} \end{aligned} \quad (\text{A.19})$$

Le deuxième secteur est $\mu^2 < M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2$:

Un balayage sur $\tan \beta$ allant de 1 à 40 par pas de 0.2 est effectué. Pour chaque valeur de $\tan \beta$ ainsi fixée, on effectue :

– a) pour $\mu > 0$, une minimisation dans le domaine

$$\begin{aligned} \mu_{min} &< \mu < \mu_{max} \\ M_{\tilde{\nu}min} &< M_{\tilde{\nu}} < 500 \text{ GeV} \end{aligned} \quad (\text{A.20})$$

où

$$\mu_{min} = \left\{ \frac{0}{\sqrt{M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2 - M_W^2(1 - |\cos(2\beta)|)}} \right\} \quad (\text{A.21})$$

$$\text{si } M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2 - M_W^2(1 - |\cos(2\beta)|) \begin{cases} < 0 \\ > 0 \end{cases}$$

et

$$\mu_{max} = \left\{ \frac{M_{\tilde{\chi}_1^\pm}}{\sqrt{\frac{\left(M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2 - M_W^2\right)^2 - \cos^2(2\beta)M_W^4}{M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2}}} \right\} \quad (\text{A.22})$$

$$\text{si } \left(M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2 - M_W^2\right)^2 - \cos^2(2\beta)M_W^4 \begin{cases} < 0 \\ > 0 \end{cases}$$

si $\mu_{min} > \mu_{max}$, rien n'est fait.

- b) pour $\mu < 0$, une minimisation dans le domaine

$$\begin{aligned} -M_{\tilde{\chi}_1^\pm} &< \mu < -\mu_{min} \\ M_{\tilde{\nu}min} &< M_{\tilde{\nu}} < 500 \text{ GeV} \end{aligned} \quad (\text{A.23})$$

où μ_{min} est défini par (A.21).

- c) si $z = M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2 - M_W^2(1 + |\cos(2\beta)|) > 0$, une minimisation dans le domaine

$$\begin{aligned} -\sqrt{z} &< \mu < \sqrt{z} \\ M_{\tilde{\nu}min} &< M_{\tilde{\nu}} < 500 \text{ GeV} \end{aligned} \quad (\text{A.24})$$

Le minimum cherché est le plus petit minimum obtenu lors de la minimisation dans les domaines (A.14), (A.15), (A.17), (A.18), (A.19), (A.20), (A.23) et (A.24).

Bibliographie

- [1] C. Wyss, 1987 . ICFA Seminar on Future Perspectives in High-energy Physics Upton, NY, USA ; 5 - 10 Oct 1987 Publ. in: Proceedings P F Dahl BNL, Upton, 1987 (39-52).
- [2] ALEPH Collaboration, D. Decamp *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 294** (1990) 121.
- [3] DELPHI Collaboration, P. Aarnio *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 303** (1991) 233.
- [4] L3 Collaboration, B. Adeva *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 289** (1990) 35.
- [5] OPAL Collaboration, K. Ahmet *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 305** (1991) 275.
- [6] D. Treille. Colliders. In M. Neubert N. Ellis, editor, *1995 European School of High-Energy Physics*. CERN, 1996. Dubna, Russia, 27 août-9 septembre 1995.
- [7] I.C. Brock *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 381** (1996) 236.
- [8] M. Chemarin *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 349** (1994) 345.
- [9] M. Acciarri *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 351** (1994) 300.
- [10] G. Basti *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 374** (1996) 293.
- [11] A. Adam *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 383** (1996) 342.
- [12] O. Adriani *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 302** (1991) 53.
- [13] G. Chiefari *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 277** (1989) 187;
S. Lanzano *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 289** (1990) 335.
- [14] K. Deiters *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 323** (1992) 162.

- [15] Alexei Klimentov, *The L3 Uranium Hadron Calorimeter*, VIII International Conference on Calorimetry in High Energy Physics, *Lisbon, June 13-19, 1999*.
- [16] C. Caso *et al.*, *Review of Particle Physics*, Eur. Phys. J. **C 3** (1998) 1.
- [17] M. Cavalli S. Forza *et al.* Proceedings of the international conference on instrumentation for colliding beam physics: February 17-23, 1982, slac, stanford, calif. SLAC-0250 p 216.
- [18] J.P. Burq *et al.*, Rapport d'activité IPN Lyon (1993) 1;
M. Chemarin *et al.*, Rapport d'activité IPN Lyon (1995) 4.
- [19] Alain Masserot. *Mise en œuvre et intégration dans l'expérience L3 d'un déclenchement de deuxième niveau avec assemblage de l'événement, développé autour d'un réseau de routeurs dynamiques C104 et de Transputers T9000*. PhD thesis, Université de Savoie, Laboratoire d'Annecy-Le-Vieux de Physique des Particules, 1995.
- [20] R. Bizzarri *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 283** (1989) 799;
R. Bizzarri *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 317** (1992) 463;
R. Bagnaia *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 323** (1992) 528;
R. Bagnaia *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 324** (1993) 101.
- [21] P. Bene *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 306** (1991) 150;
L. Tauscher *et al.*, L3 note 2016, 1996.
- [22] T. Dai and M. Fukushima, *Level-1 Muon Trigger Schematics*, L3 note 668, 1989.
- [23] Y. Bertsch *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 340** (1994) 309;
S.P. Beingessner *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 340** (1994) 322.
- [24] C. Dionisi *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 336** (1993) 78.
- [25] La simulation du détecteur L3 est fondée sur GEANT Version 3.15.
Voir R. Brun *et al.*, "GEANT 3", CERN DD/EE/84-1 (Revised), Septembre 1987.
- [26] The **gheisha** program. H. Fesefeldt, RWTH Aachen Report PITHA 85/02 (1985).
- [27] K. Huang. *Quantum Field Theory: From operators to path integrals*. Wiley-Interscience, 1998.

- [28] A. Das. *Field Theory: a Path Integral approach*, volume 52 of *World Scientific lecture notes in Physics*. World Scientific, 1993.
- [29] L. O’Raifeartaigh, *Hidden gauge symmetry*, Rep. Prog. Phys **42** (1979) 159.
- [30] S.F. Novaes, *Standard Model: An Introduction*, Proceedings of the X J.A. Swicea Summer School, World Scientific, Singapore, 2000.
- [31] H. Georgi. *Lie algebra in particle physics*, volume 54 of *Frontiers in Physics*. The Benjamin/Cummings Publishing Company, 1982.
- [32] P. Aurenche *The Standard Model of particle physics in Symmetries in physics* ed. by F. Gieres *et al.* Editions Frontières (1997).
- [33] H.P. Nilles *Low energy supersymmetry in Symmetries in physics* ed. by F. Gieres *et al.* Editions Frontières (1997).
- [34] S.P. Martin, *A supersymmetry primer*, in Kane, G.L. (ed.): Perspectives on supersymmetry, hep-ph/9709356.
- [35] H.P. Nilles, Phys. Rep. **110** (1984) 1;
H.E. Haber and G.L. Kane, Phys. Rep. **117** (1985) 75.
- [36] A. Bailin et A. Love. *Supersymmetric gauge Field Theory and String Theory*. Graduate Student Series in Physics. Institute of Physics Publishing, 1994.
- [37] P.G.O. Freund. *Introduction to Supersymmetry*. Cambridge Monographs on Mathematical Physics. Cambridge University Press, 1986.
- [38] J.F. Gunion conférence donnée lors de SUSY99, 14-19 juin 1999.
- [39] H. Dreiner, *Hide and Seek with Supersymmetry*, Summer School on Hidden Symmetries and Higgs Phenomena, Zuoz(Engadin), Switzerland, August 16-22, 1998. Published by PSI 1998.
- [40] M. Dine, A. E. Nelson and Y. Shirman, Phys. Rev. **D 51**, (1995) 1362.
- [41] T. Moroi *et al.*, Phys. Lett. **B 303**, (1993) 289.
- [42] W.T. Eadie *et al.* *Statistical Methods in Experimental Physics*. American Elsevier, New York, 1971.
- [43] Particle Data Group, *Review of Particle Physics*, Phys. Rev. **D 54** (1996) 166.

- [44] O. Helene, Nucl. Instr. and Meth. **212** (1983) 319.
- [45] J.F. Grivaz and F. Le Diberder. *Complementary analyses and acceptance optimization in new particle searches*. Preprint Lal 92-37 (June 1992).
- [46] The KORALZ version 4.02,
S. Jadach, B.F.L. Ward and Z. Was, Comp. Phys. Comm. **79** (1994) 503.
- [47] The TEEGG version 7.1,
D. Karlen, Nucl. Phys. **B 289** (1987) 23.
- [48] F.A. Berends and R. Kleiss, Nucl. Phys. **B 186** (1981) 22.
- [49] S. Jadach et al., Phys. Lett. **B 390** (1997) 298.
- [50] H.E. Haber and D. Wyler, Nucl. Phys. **B 323** (1989) 267;
S. Ambrosanio and B. Mele, Phys. Rev. **D 53** (1996) 2541.
- [51] S. Ambrosanio and B. Mele, Phys. Rev. **D 55** (1997) 1399.
- [52] CDF Collaboration, F. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 1791.
- [53] S. Ambrosanio, G. Kane, G. Kribs, S. Martin and S. Mrenna Phys. rev. **D 55** (1997) 1372;
S. Ambrosanio et al., Phys. Rev. Lett. **76** (1996) 3498.
- [54] J.L. Lopez and D.V. Nanopoulos, Phys. Rev. **D 55** (1997) 4450.
- [55] C.H. Chen, M. Drees and J.F. Gunion, Phys. Rev. **D 55**, (1997) 330;
Erratum Phys. Rev. Lett. **82**, (1999) 3192.
- [56] G.F. Giudice *et al.*, *Gaugino mass without singlets*, JHEP 9812:027, (1998);
G.F. Giudice *et al.*, Nucl. Phys. **B 559**, (1999) 27 1/2.
- [57] L3 Collaboration, M. Acciarri *et al.*, CERN-EP/99-127, accepted by Phys. Lett. B.
- [58] L3 Collaboration, M. Acciarri *et al.*, Phys. Lett. **B 462** (1999) 354.
- [59] K. Riles *et al.*, Phys. Rev. **D 42** (1990) 1.
- [60] C.H. Chen, M. Drees and J.F. Gunion, Phys. Rev. Lett. **76**, (1996) 2002;
Erratum Phys. Rev. Lett. **82**, (1999) 3192.

- [61] DELPHI Collaboration, P. Abreu *et al.*, Eur. Phys. J. **C 11** (1999) 1.
- [62] **SUSYGEN** version 2.2,
S. Katsanevas and P. Morawitz, Comp. Phys. Comm. **112** (1998) 227.
- [63] **KORALW** version 1.33,
M. Skrzypek *et al.*, Comp Phys. Comm. **94** (1996) 216;
M. Skrzypek *et al.*, Phys. Lett. **B 372** (1996) 289.
- [64] **PHOJET** version 1.10,
R. Engel, Z. Phys. C 66 (1995) 203;
R. Engel and J. Ranft, Phys. Rev. D 54 (1996) 4244.
- [65] J.F. Gunion et H.E. Haber, Nucl. Phys. **B 272** (1986) 1;.
- [66] L3 Collaboration, M. Acciarri *et al.*, CERN-EP/99-128, accepted by Phys. Lett.
- [67] J.F. Gunion and S. Mrenna, Phys. Rev. **D 62** (2000) 015002.